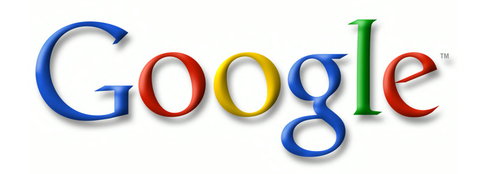
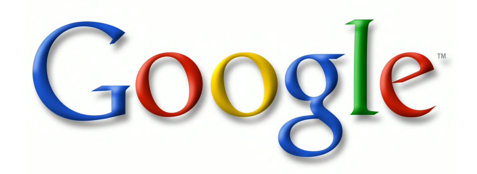

Google





Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1906

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

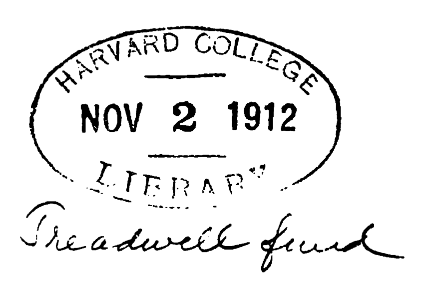
redigiert von

Karl Scheel — **für reine Physik**

Richard Assmann — **für kosmische Physik**

Vierter Jahrgang

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906


HARVARD COLLEGE
NOV 2 1912
LIBRARY
Treadwell fund


HARVARD COLLEGE
LIBRARY

Inhalt*).

*) An den durch die fettgedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Jahrg. 4 **Heft 1**

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. **15. Januar 1906.** **Nr. 1.**

Ein neues Widerstandsgefäfs zur Bestimmung des Leitvermögens von Flüssigkeiten;

von A. Magnus.

Aus dem Institut für physikalische Chemie der Universität Berlin.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Dezember 1905.)

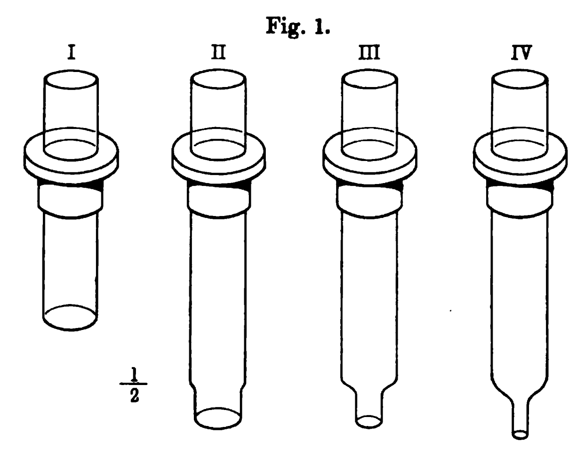
(Vgl. vorigen Jahrgang, S. 448.)

Herr Professor Nernst hat einen Apparat zur Leitfähigkeitsbestimmung konstruiert, dessen Prüfung auf seine Brauchbarkeit er mir übertrug. Dieser Apparat, der den bisher gebräuchlichen vor allem durch die bequeme Veränderung seiner Widerstandskapazität entschieden überlegen ist, hat folgende Gestalt:

Auf einem zylindrischen Gefäß von etwa 120 ccm Inhalt liegt ein Hartgummideckel auf, der zwei weite Öffnungen besitzt. In diese können Glasröhren (Fig. 1) von etwa 15 mm Durchmesser, die aufgekittete Hartgummiringe tragen, fest eingesetzt werden. Die Glasröhren nehmen (Fig. 2) die Elektroden auf, die aus kleinen runden, gut platinierten Platinblechen von etwa 12 mm Durchmesser bestehen und an dünnen Glasröhren durch Einschmelzen ihres Stieles, eines angeschweißten Platindrahtes, befestigt sind. Auf diesen Röhren sind Hartgummistopfen festgekittet, die gut in die vorher erwähnten Glasröhren hineinpassen. Letztere waren zunächst in fünf Exemplaren vorhanden, die zum Teil unten Ver-

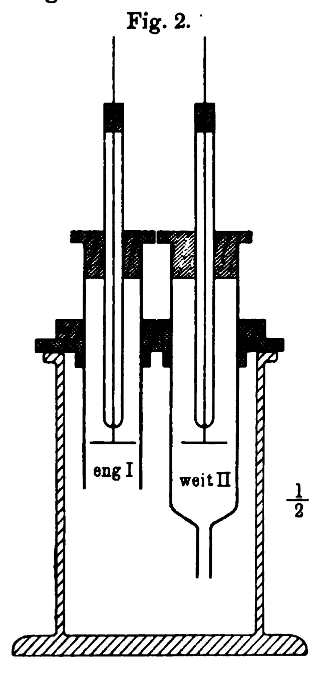
engungen trugen, wie Fig. 1 zeigt. Röhre I war dabei in zwei völlig gleichen Stücken vertreten. Von diesen fünf Röhren wurden

Fig. 1.



nun stets zwei in den Apparat und in sie wiederum die Elektroden eingesetzt. Durch verschiedene Kombination war natürlich die Widerstandskapazität in hohem Grade variabel, so daß man sowohl große wie geringe Leitfähigkeiten damit messen konnte. Zur Temperaturbestimmung diente ein in $^1/_5$ Grade geteiltes Thermometer, das durch ein drittes engeres Loch des Deckels in die Lösung gesteckt wurde, während aus einer vierten kleinen Öffnung der Stiel eines kleinen Glasrührers herausragte.

Fig. 2.



Bei der Untersuchung des Apparates auf seine Brauchbarkeit handelte es sich vor allen Dingen um die Entscheidung folgender Fragen: 1. Bleibt die Widerstandskapazität konstant, wenn der Apparat sehr oft vollständig auseinandergenommen und wieder zusammengesetzt wird? 2. Hat das Drehen der Elektroden oder die Höhe der Flüssigkeitsfüllung einen Einfluß?

3. Kann man mit diesem Gefäß Leitfähigkeiten von bestleitenden Lösungen, wie z. B. maximal leitender Schwefelsäure, bis zu den verdünntesten Lösungen messen? Zur Beantwortung dieser Fragen schlug ich folgenden Weg ein. Ich bestimmte zunächst die Widerstände der verschiedenen Kombinationen mit MAGNANINIscher Lösung, wofür ich folgende Mittelwerte fand:

I, I	1336 Ω	II, III	7531 Ω
I, II	3022 Ω	II, IV	12545 Ω
I, III	6075 Ω	III, IV	15650 Ω
I, IV	11119 Ω		

Dabei verwandte ich einmal verschiedene Flüssigkeitshöhen und drehte auch die Elektroden hin und her. Es zeigte sich, daß sich stets dieselben Widerstände ergaben, wenn die Flüssigkeit nur wenigstens 8 mm über den Elektroden stand. Nur wenn ihr Niveau näher an den Elektroden war, stieg der Widerstand. Eine Tabelle über derartige Messungen werde ich später geben.

Nachdem durch diese Versuche die zweite Frage entschieden war, ging ich folgendermaßen weiter. Ich bestimmte die Widerstandskapazitäten mit normaler und $^1/_{10}$-normaler Chlorkaliumlösung und berechnete hieraus die Leitfähigkeit der MAGNANINIschen Lösung, für die ich also 14 Werte erhielt. Folgende Tabellen zeigen meine Messungen:

1. Widerstände und Kapazitäten bei Verwendung von $^1/_{10}$-normal-KCl-Lösung.

Kombination	Temperatur	Widerstand	Kapazität
I, I	17,5°	127,4 Ω	1,410
I, II	17,6	287,3	3,200
I, III	17,8	569,6	6,345
I, IV	17,9	1043	11,650
II, III	18,0	707,8	7,920
II, IV	18,0	1173	13,926
III, IV	18,0	1464	16,382

Hieraus folgt die Leitfähigkeit der MAGNANINIschen Lösung.

I, I	$k = 0{,}001055$	II, III	$k = 0{,}001052$
I, II	$k = 0{,}001058$	II, IV	$k = 0{,}001046$
I, III	$k = 0{,}001044$	III, IV	$k = 0{,}001047$
I, IV	$k = 0{,}001048$	Mittelwert	$k = 0{,}001050$

2. Widerstände und Kapazitäten bei Verwendung von Normal-KCl-Lösung.

Kombination	Temperatur	Widerstand	Kapazität
I, I	18,6°	14,26 Ω	1,417
I, II	18,7	31,91	3,177
I, III	19,0	63,46	6,355
I, IV	19,0	116,0	11,616
II, III	19,1	79,01	7,912
II, IV	19,0	131,3	13,149
III, IV	19,1	163,8	16,40

Hieraus folgt die Leitfähigkeit der MAGNANINIschen Lösung.

I, I	$k = 0{,}001060$	II, III	$k = 0{,}001051$
I, II	$k = 0{,}001051$	II, IV	$k = 0{,}001048$
I, III	$k = 0{,}001046$	III, IV	$k = 0{,}001048$
I, IV	$k = 0{,}001045$	Mittelwert	$k = 0{,}001050$

Die gute Übereinstimmung dieser Werte beantwortet am besten die erste Frage.

Mit Hilfe des für die MAGNANINIsche Lösung gefundenen Leitfähigkeitswertes von 0,001050 berechnete ich nun die Kapazitäten der sieben Kombinationen und fand:

I, I	1,403	II, III	7,908
I, II	3,173	II, IV	13,172
I, III	6,379	III, IV	16,433
I, IV	11,675		

Auf Grund dieser genaueren Werte konnte ich jetzt Leitfähigkeitsbestimmungen verschiedener Lösungen vornehmen und damit an die Beantwortung der dritten Frage herantreten. Ich wählte einige Flüssigkeiten, für die KOHLRAUSCH und HOLBORN

die genauen Werte der Leitfähigkeit in einem größeren Temperaturintervall angegeben haben. Ich erhielt folgende Resultate:

1. Maximal leitende Schwefelsäure:

III, II . . . . . . 17,7° $w = 22{,}33\ \Omega$, $k = 0{,}7360$ (K u. H: $k = 0{,}7361$).

2. Gesättigte Chlornatriumlösung:

III, IV . . . . . . 18,4° $w = 75{,}04\ \Omega$, $k = 0{,}2190$ (K u. H: $k = 0{,}2180$).

3. $^1/_{50}$-normal-Chlorkaliumlösung:

I, I . . . . . 17,0° $w = 595{,}8\ \Omega$, $k = 0{,}002355$ (K u. H: $k = 0{,}002345$).

Im physikalisch-chemischen Praktikum läßt sich das Gefäß sehr gut zur Bestimmung der Dissoziationskonstante organischer Säuren benutzen. Ich führte daher auch eine solche Bestimmung bei der Bernsteinsäure durch in der Weise, daß ich zunächst 100 ccm Wasser in den Apparat füllte und mir durch allmähliches Hineinwägen der Reihe nach $^1/_{1000}$-, $^1/_{500}$-, $^1/_{250}$-, $^1/_{100}$-normale Lösungen herstellte, deren Widerstände ich mit Kombination I, I bestimmte. Sie waren bzw. 17,2° . . . 18920 Ω, 17,5° . . . 12978 Ω, 16,9° . . . 9048 Ω, 17,0° . . . 5528 Ω.

Diese Werte rechnete ich auf 18° um und berechnete dann die vier Werte der Dissoziationskonstanten:

$c = 0{,}0000621$, $c = 0{,}0000607$, $c = 0{,}0000604$, $c = 0{,}0000618$.

Läßt man den ersten unsichersten Wert außer Betracht, so findet man als Mittel $c = 0{,}000061$, während der von Ostwald gefundene Wert, auf 18° reduziert, $c = 0{,}000060$ beträgt. Noch etwas bessere Werte sind im Praktikum in der letzten Zeit bei der Malonsäure gefunden worden, da wegen der stärkeren Dissoziation dieser Säure die Messungen genauer sind.

So fand ein Herr folgende Werte:

$^1/_{100}$-normal . . . . $c = 0{,}00156$
$^1/_{250}$-normal . . . . $c = 0{,}00157$
$^1/_{500}$-normal . . . . $c = 0{,}00162$

und ein anderer:

$^1/_{184}$-normal . . . . $c = 0{,}00152$
$^1/_{298}$-normal . . . . $c = 0{,}00159$
$^1/_{552}$-normal . . . . $c = 0{,}00176$

Die Temperatur betrug bei allen Messungen etwa 17°, wofür der Wert der Dissoziationskonstante etwa 0,00151 betragen soll. Die Abweichungen bei stärkerer Verdünnung erklären sich aus

dem beginnenden Zerfall des Moleküls in drei Ionen. Bei der zuletzt angegebenen Messung ist das sehr unbequeme Abwägen bestimmter, sehr kleiner Substanzmengen umgangen worden, indem den gewünschten Konzentrationen ungefähr entsprechende Mengen in das Gefäß hineingewogen wurden und die genaue Konzentration hieraus berechnet wurde. Dieses Verfahren wird im allgemeinen das empfehlenswerteste sein, da es sehr bequem ist und doch das wiederholte Arbeiten mit Pipetten vermeidet, wodurch immer leicht Fehler entstehen.

Aus den angegebenen Messungen geht hervor, daß dieses Widerstandsgefäß sowohl bei allen Leitfähigkeitsmessungen als auch als Praktikumsapparat in Unterrichtslaboratorien gute Dienste leisten wird. Für die Praxis wird man aber mit drei Kombinationen auskommen, deren Kapazitäten sich etwa verhalten wie 1:10:20. Diese Änderung habe ich dann auch angebracht und dabei zwei Röhren von verschiedener Weite angewendet, wie Fig. 2 deutlich erkennen läßt. Aus jeder dieser Röhren wurde ein Stück mit Ansatz (Fig. 2, rechts) und ein Stück ohne Ansatz (links) angefertigt. Dann wurden auch die Löcher im Deckel verschieden weit gewählt, so daß jede Verwechselung vollständig ausgeschlossen wurde und bei der Herstellung irgend einer Kombination dieselben Röhren wieder genau so sitzen mußten wie früher. Mit den vier Röhren sind im ganzen vier Kombinationen möglich, deren zwei ungefähr gleiche Widerstandskapazität haben. Fig. 2 zeigt den Apparat mit einer dieser Kombinationen in natürlicher Größe; die Bezeichnungen sind ohne weiteres verständlich. Als Widerstandskapazitäten für die vier Kombinationen fand ich:

weit I, eng I	weit II, eng I	weit I, eng II	weit II, eng II
1,754	17,36	17,50	32,99

Die Firma KEISER und SCHMIDT in Berlin hat die Herstellung des Apparates übernommen und dem Institut bereits ein Exemplar geliefert, dessen Prüfung ich gleichfalls vornahm. Die Zahlen, die ich bei der Eichung mit MAGNANINIscher Lösung fand, möchte ich in einer Tabelle kurz wiedergeben. Ich verwandte zwei Vergleichswiderstände von 1000 Ω bzw. 1050 Ω, die darunter stehenden Zahlen sind die Ablesungen am Meßdraht.

	1000 Ω	1050 Ω
weit I, eng I	554,5	542,0
Elektroden gedreht	554,5	542,0
Deckel gelüftet	554,5	542,3
Röhren gelüftet	554,3	542,0
Elektroden gelüftet	554,3	542,1
Von 22 mm auf 15 mm Flüssigkeit über dem Elektrodenniveau abgesaugt	555,0	542,5
weit I, eng II	888	882,5
weit II, eng II	938	935
weit II, eng I	895	890
weit II, eng II	938	935
weit I, eng II	888	883
weit I, eng I	555	542,5

Man sieht hieraus, daß man bei diesem Gefäß nicht unter 20 mm Flüssigkeitshöhe über den Elektroden heruntergehen soll. Bei höheren Füllungen aber bleiben auch hier die Widerstände konstant, wie ich bei einer anderen Untersuchung mit $^1/_{10}$-normal-Chlorkaliumlösung fand.

Um diese entschieden zu große Höhe herabzusetzen, müssen Elektroden benutzt werden, die den Röhrenquerschnitt möglichst vollständig ausfüllen, was die jetzigen nicht tun. Man sieht hieraus, daß bei der Anfertigung des Apparates auf diesen Punkt besonderes Gewicht gelegt werden muß.

Aus der angegebenen Tabelle ergeben sich die Kapazitäten:

weit I, eng I	weit I, eng II	weit II, eng I	weit II, eng II
1,308	8,323	8,937	15,876

Die Vorteile, die das Leitfähigkeitsgefäß in dieser Form vor den bisher gebräuchlichen hat, liegen auf der Hand. Es sei mir gestattet, sie zum Schlusse kurz zusammenzustellen. 1. Der Apparat ist stets sehr schnell auseinanderzunehmen, zu reinigen, zu trocknen, wieder zu füllen und mit derselben oder einer anderen Widerstandskapazität zusammenzusetzen. 2. Der Apparat ist nicht sehr zerbrechlich, nur die Elektroden verlangen eine schonende Behandlung. 3. Wenn die Flüssigkeit ein bestimmtes, bei jedem Apparat zu bestimmendes Niveau übersteigt, bleibt die Kapazität konstant, wie hoch die Flüssigkeit auch steht. 4. Der Apparat

hat ein bestimmtes Meßbereich, das man durch Verengerung oder Verlängerung der engen Ansatzröhren noch erweitern könnte; doch wird man im allgemeinen mit den angegebenen Kapazitäten auskommen. 5. Wegen seiner Einfachheit sind die Herstellungskosten des Apparates nicht hoch. Die Firma KEISER und SCHMIDT liefert ihn für 30 M. mit einem in $^1/_{10}$ Grade eingeteilten Thermometer. Der einzige kleine Nachteil, der dem Gefäß vielleicht anhaftet, ist der, daß man mit sehr wenig Lösung nicht arbeiten kann. Doch wurde auf diesen Umstand absichtlich verzichtet, da man sich meist durch Verdünnen der Lösung helfen kann, andererseits aber durch zu kleine Dimensionen des Apparates die Konstanz der Widerstandskapazität gefährdet ist. Für die wenigen Fälle, in denen man sich mit sehr wenig Lösung behelfen muß, wird man auch fernerhin auf das ARRHENIUSsche Gefäß in der von OSTWALD und LUTHER angegebenen Form angewiesen sein.

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 30. Januar 1906. Nr. 2.

Sitzung vom 12. Januar 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor Eintritt in die Tagesordnung legt der Vorsitzende eine Mitteilung von Hrn. **J. Stark**:

Über polarisierte Lichtemission bewegter Atomionen senkrecht zur Translationsrichtung

vor.

Sodann spricht Hr. **Robert Pohl**:

Über die Einwirkung stiller elektrischer Entladung auf Ammoniak und Sauerstoff.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. KIESSLING, Oberlehrer der Realschule Tegel, Brunowstr. 10. (Vorgeschlagen durch Hrn. OTTO FREESE.)

Hr. Dr. ROBERT LINDEMANN, Charlottenburg, Cauerstr. 31. (Vorgeschlagen durch Hrn. MAX LAUE.)

Über die Einwirkung stiller elektrischer Entladung auf Ammoniak und Sauerstoff

von Robert Pohl.

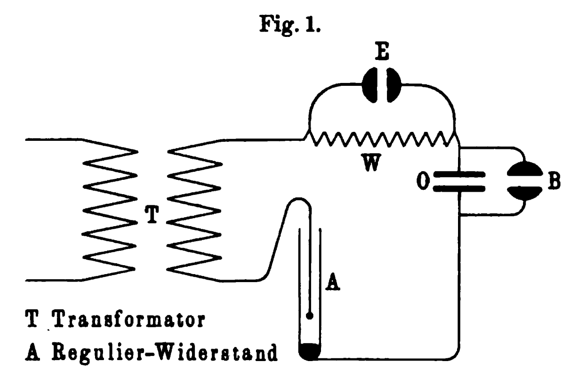
(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 12. Januar 1906.)

(Vgl. oben S. 9.)

Vorliegende Mitteilung enthält die Ergebnisse einiger Messungen, die auf Veranlassung des Herrn Präsidenten WARBURG über die Einwirkung stiller elektrischer Entladung auf Ammoniak und Sauerstoff angestellt wurden. Die stille Entladung wurde in einem nach SIEMENS[1]) konstruierten Kondensator mit teilweise gasförmigem Dielektrikum, nach seiner hauptsächlichsten Verwendung gemeiniglich „Ozonrohr" genannt, mittels hochgespannten sinusförmigen Wechselstromes von 50 Perioden erzeugt. Die Stärke des letzteren wurde mit Hilfe eines selbstinduktionsfreien Prä-

Fig. 1.



zisionswiderstandes von WOLF (W) (bis zu 150 000 Ω) und eines an die Enden desselben angelegten Quadrantenelektrometers (E) DOLEZALEK scher Konstruktion (Meßbereich 8 bis 25 Volt) bestimmt, während ein BRAUN sches Elektrometer (B) die Spannungsdifferenz

---

[1]) W. SIEMENS, Pogg. Ann. 102, 66. 1857.

zwischen den Belegungen des „Ozonrohres" (O) angab. In Rechnung gesetzt wurde bei den Messungen, wie seinerzeit bei den Versuchen des Herrn GRAY[1]) über die Ozonisierung des Sauerstoffs, nicht der ganze das Rohr durchlaufende Strom, sondern nur derjenige Teil, der das Gasinnere in Form eines leuchtenden Leitungsstromes durchfließt, da der andere Teil, der Kapazitätsstrom, den das Ozonrohr, soweit es Kondensator ist, verbraucht, für die chemische Einwirkung nicht in Frage kommt. Die Zerlegung des Gesamtstromes in seine beiden Komponenten, den Leitungsstrom und den Kapazitätsstrom, fußte auf der Überlegung, daß der Kapazitätsstrom unabhängig vom Leitungsstrom zu messen sei, wenn sich im Innern des Ozonrohres statt eines Gases ein Vakuum befände. Dann ist jeder Leitungsstrom ausgeschlossen[2]), der Gesamtstrom ist gleich dem Kapazitätsstrom und dieser wiederum nicht von dem verschieden, der in dem mit Gas gefüllten Ozonrohr bei gleicher Spannung auftritt, da die Unterschiede der Dielektrizitätskonstanten der Gase gegen die des Vakuums ohne weiteres zu vernachlässigen sind. Der Leitungsstrom ergab sich dann als geometrische Differenz des Gesamt- und des Kapazitätsstromes, unter Einsetzung eines Phasenwinkels von 90°.

I. Zersetzung von Ammoniak.

Die folgenden Messungen beziehen sich auf die Zersetzung reinen Ammoniaks bei konstantem Volum und zunehmendem Druck, welch letzterer das Maß für den Grad der Zersetzung bildete. Sie gelten lediglich für ganz trockenes Gas in einem durch Evakuierung und Erhitzung sorgfältig getrockneten „Ozonrohr". Spuren von Feuchtigkeit setzen die Zersetzung bedeutend herab, da sie die Lichterscheinung und in ihr die wahrscheinliche Ursache der chemischen Einwirkung schwächen und außerdem einen Übergang des Leitungsstromes längs der Glaswand statt durch das Gas verursachen.

---

1) Ann. d. Phys. (4) 13, 486, 1900.

2) Der hierfür erforderliche Grad der Evakuierung war mittels einer Quecksilberpumpe KAHLBAUMscher Konstruktion in wenigen Minuten zu erzielen.

1. Abhängigkeit der Zersetzung vom Druck.

Druck in cm Hg	Potential in Volt	Leitungsstrom in 10^{-5} Amp.	Coulomb für die Zersetzung eines Mol NH_3	Von 1 Coulomb zersetzte Mole $NH_3 \cdot 10^4$	$\frac{\text{Gramm } NH_3}{\text{HP-Stunde}}$	Bemerkungen
85,2	8830	42,8	1964	5,09	2,58	Dicke der Gasschicht etwa 2 mm
74,9	8450	43,3	2364	4,23	2,24	
64,3	7710	43,8	2744	3,64	2,12	Temp. 20 bis 23°
45,4	6610	44,6	3282	3,05	2,06	
33,0	5820	44,9	3841	2,60	2,01	Oberfläche der Belegungen 53,4 cm²
25,2	5660	45,3	4590	2,18	1,73	
13,7	4570	45,6	6566	1,52	1,50	

Den Angaben über die technische Ökonomie $\left(\frac{\text{Gramm}}{\text{HP-Stunde}}\right)$ sind die Spannungsdifferenzen zwischen den äußeren Belegungen des Ozonrohres zugrunde gelegt, da der auf den Gasraum entfallende Bruchteil (etwa 80 Proz. der Gesamtspannung) wegen mangelnder Zentrierung der konzentrischen Rohre nicht einwandfrei zu bestimmen ist.

Die Zunahme der von der Einheit der Elektrizitätsmenge sowohl wie von der Einheit der Arbeit zersetzten Menge Ammoniak mit wachsendem Druck ist ersichtlich.

2. Abhängigkeit der Zersetzung vom Potential.

Potential in Volt	Stromdichte in $10^{-6} \frac{\text{Amp.}}{\text{ccm}}$	Coulomb für 1 Mol	Mol für 1 Coulomb 10^4	$\frac{\text{Gramm } NH_3}{\text{HP-Stunde}}$	Bemerkungen
6780	4,3	2757	3,63	2,40	Dicke der Gasschicht 2 mm
6950	4,8	2547	3,93	2,53	
7500	5,9	2435	4,11	2,46	
7880	6,7	2382	4,20	2,40	Zimmertemperatur
8450	8,1	2364	4,23	2,26	
8910	9,7	2280	4,38	2,21	Oberfläche der Belegungen 53,4 cm²
9730	11,5	2275	4,40	2,10	
10650	13,7	2022	4,95	2,08	

Die graphische Darstellung der Resultate zeigt bei steigendem Potential ein allmähliches Anwachsen der von der Einheit der Elektrizitätsmenge zersetzten Menge Ammoniak und eine Abnahme der Ökonomie vom Potential 7000 Volt an (vgl. die entsprechenden Resultate für Ozon). Als Grund dürfte weniger die Änderung des Potentials als die damit verbundene Änderung der Stromdichte anzusehen sein.

3. Einfluß der Größe der Belegungen und der Stromdichte.

Zur Bestimmung desselben wurden bei nahezu konstanter Stromstärke verschieden lange Belegungen in Anwendung gebracht, die zur Erzielung gleichmäßiger Zersetzung in allen Teilen des Rohres während der Messung über dasselbe hin- und hergeschoben wurden. Zur Berechnung der Flächendichte des Stromes wurde das Übergreifen der Entladung über die Grenzen der Belegungen hinaus experimentell bestimmt.

Länge der Belegung in Centimetern	Wirksame Oberfläche in Centimetern	Stromdichte in 10^{-6} Amp.	Potential in Volt	Coulomb für 1 Mol NH_3	Mol NH_3 für 1 Coulomb . 10^4	Gramm NH_3 HP-Stunde	Bemerkungen
10	53,4	6,6	7825	2382	4,20	2,39	Dicke der Gasschicht 2 mm
8	40,4	8,6	7960	2535	3,94	2,23	
6	30,8	10,9	8315	2840	3,52	1,90	Zimmertemperatur
4	21,6	15,0	9170	3090	3,24	1,58	Leitungsstrom: 32,4 bis 35,8 . 10^{-5} Amp.
2	15,6	20,8	10520	3490	2,86	1,28	

Hier sinkt mit abnehmender Größe der Belegungen und somit wachsender Stromdichte sowohl die von der Einheit der Elektrizitätsmenge wie von der Einheit der Arbeit zersetzte Menge Ammoniak.

4. Einfluß der Dicke der Gasschicht.

Dicke der Gasschicht in Millimetern	Potential in Volt	Stromdichte in 10^{-6} Amp.	Coulomb für 1 Mol NH_3	Mole NH_3 für 1 Coulomb . 10^4	Gramm NH_3 HP-Stunde	Bemerkungen
1,1	6360	—	4232	2,36	1,67	
	6860	—	3841	2,60	1,70	Zimmertemperatur
1,5	6450	4,2	3208	3,12	2,16	
	7750	7,3	2869	3,49	2,02	Druck: 76 cm
	8570	9,6	2739	3,65	1,89	
2,0	6780	4,3	2757	3,63	2,40	
	7500	5,9	2435	4,11	2,46	
	8450	8,5	2364	4,23	2.26	

Die dickere Gasschicht gibt die größere Ausbeute.

II. Ozonisierung von Sauerstoff.

Das zu ozonisierende Gas wurde einer Bombe entnommen und ging, durch Schwefelsäure und Phosphorpentoxyd getrocknet, sowie durch Glaswolle von Staub und Säureteilchen befreit, in scharfem Strom durch ein Ozonrohr von der von Herrn Gray [1]) angegebenen Form. Der Ozongehalt des austretenden Gases wurde durch Titration [2]) erhalten.

1. Ozon aus Luft.

Potential in Volt	Milligr. Ozon / Amp.-Min.	Mole Ozon / Coulomb . 10^4	Gramm Ozon / HP-Stunde	Bemerkungen
5360	2825	9,80	23,3	
5550	2795	9,70	22,2	Dicke der Gasschicht
6318	3715	12,88	26,0	etwa 2 mm
6486	3862	13,40	26,3	
6810	3715	12,88	24,1	Zimmertemperatur
8130	4260	14,78	23,1	
8180	4170	14,47	22,5	Größe der Belegung
9780	4750	16,45	21,5	50,2 cm²

[1]) Gray, loc. cit.

[2]) Für Unterstützung bei der Titration bin ich Herrn Dr. Leithäuser zu großem Dank verpflichtet.

In der graphischen Darstellung zeigt die technische Ökonomie ein Maximum bei etwa 6500 Volt und von etwa 7000 bis 10 000 Volt einen linearen Abfall.

2. Ozon aus $98^{1}/_{2}$ proz. Sauerstoff.

Potential in Volt	$\frac{\text{Milligr. Ozon}}{\text{Amp.-Min.}}$	$\frac{\text{Mole Ozon}}{\text{Coulomb}} \cdot 10^4$	$\frac{\text{Gramm Ozon}}{\text{HP-Stunde}}$	Bemerkungen
4 350	3870	13,42	39,2	Dicke der Gasschicht
6 450	6660	23,15	45,6	etwa 2 mm
8 150	7360	25,60	39,8	Zimmertemperatur
10 200	7470	25,90	32,3	Größe der Belegung
10 270	7960	27,70	34,2	50,2 cm^2

Ein Maximum der technischen Ökonomie bei etwa 6500 Volt ist auch bei dieser Versuchsreihe scharf ausgeprägt.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, Januar 1906.

Weitere Versuche über die photographische Bestimmung der Geschofsbahnelemente; von F. Neesen [1]).

(Vorgetragen in der Sitzung vom 17. November 1905.)

(Vgl. vorigen Jahrgang, S. 441.)

Im Jahre 1902 (diese Verh. 4, 380, 1902) berichtete ich über Versuche zur photographischen Bestimmung der Bahnelemente. Dank der tätigen Beihilfe der Firma KRUPP konnten diese Versuche fortgesetzt und wesentlich erweitert werden.

Photographische Apparate seitlich von der Geschoßbahn kamen zur Verwendung. Die beiden äußersten, in einer Entfernung von 6 m voneinander, dienten nach der früher angegebenen Art zur Bestimmung des Geschoßortes. In der Mitte zwischen diesen befanden sich die beiden anderen Apparate, von welchen einer eine mit Film überzogene Trommel enthielt, die durch einen Motor in Umdrehung versetzt wurde, der andere einen gleichfalls mit Film überspannten festen Trommelabschnitt. Die Umdrehungszahl der drehbaren Trommel wurde mit Hilfe von Stimmgabelzeichnungen im Augenblicke des Vorbeifliegens des Geschosses ermittelt. Im Geschoß selbst befand sich wie bei den früheren Versuchen ein Magnesiumzündsatz, dessen Flamme aus einer seitlichen Öffnung herausschlug und bei jeder Umdrehung des Geschosses einen Strich auf den Platten der Apparate zeichnete.

Auf dem rotierenden Film sind die Striche wegen der Drehung desselben während der Zeichnung länger als auf dem

---

[1]) Eine ausführliche Darstellung wird in den Jahrbüchern für Armee und Marine erscheinen.

feststehenden, ebenso die Entfernungen der einzelnen Striche. Der Unterschied zwischen der Entfernung der Mitten aufeinanderfolgender Striche auf dem rotierenden und festen Film in Richtung des Trommelumfanges gibt den Weg des letzteren während einer Geschoßumdrehung; die Zeit der letzteren berechnet sich hieraus mit Hilfe der Drehungszahl der Trommel.

Da die Angaben der beiden anderen Apparate die einzelnen Orte, welche das Geschoß bei Zeichnung der Mittelpunkte der Striche einnahm, zu errechnen gestatten, so ist mit Benutzung der nun bekannten Umdrehungszeit auch die Endgeschwindigkeit bzw. Anfangsgeschwindigkeit gegeben, je nachdem die Apparate am Anfang oder am Ende der Schußbahn aufgestellt sind. Die Horizontale wurde auf den vier Platten photographisch genau festgelegt, so daß nun auch die Steigerungen der Geschoßbahn bis auf Minuten abgelesen werden können.

Die Versuche zeigten recht befriedigende Übereinstimmung. Bei Ermittelung der Anfangsgeschwindigkeit wurde zur Kontrolle gleichzeitig ein Geschwindigkeitsmesser von LE BOULENGÉ benutzt, mit dessen Angabe der aus der photographischen Registrierung berechnete Wert gut übereinstimmte. Es zeigte sich, daß beim Durchschlagen der Rahmen des BOULENGÉ-Messers die Geschoßbahn eine Änderung der Richtung erfuhr.

Die Zahl der Umdrehungen des Geschosses in der Sekunde nimmt regelmäßig ab; bei 3000 m Schußweite (die größte bei diesen Versuchen) um 10 Proz. Die Anfangsgeschwindigkeit war hierbei 300 m/sec.

In bezug auf die Größe der Endgeschwindigkeit ergaben die Versuche Werte, welche von den in der Schußtafel angegebenen nicht sehr erheblich abweichen, immerhin aber mehr, als Versuchsfehlern zuzuschreiben ist. Die Fallwinkel zeigten sich dagegen wesentlich geringer, als die Schußtafel sie annimmt.

Diese photographische Registriermethode gibt alle Elemente der Schußbahn bis auf die Wurfdauer, welche sich aber in Anlehnung an dieselbe genauer berechnen läßt, weil das Vorbeifliegen des Geschosses sehr scharf mit dem Auge beobachtet werden kann. Sie ist deshalb als gute Unterlage zur Berechnung der Schußtafel anzusehen. Dann liefert sie die Mittel, um die

verschiedenen mathematischen Darstellungen der Geschoßbewegung auf ihre Anwendbarkeit zu prüfen. Bei den geringen Anfangsgeschwindigkeiten (bis 300 m/sec) zeigte sich das kubische Gesetz ausreichend. In dieser Darstellung zeigte sich der Faktor des Quadrates der horizontalen Entfernung in Übereinstimmung mit dem in allen theoretischen Ableitungen für ihn berechneten Wert.

Jahrg. 4 *Heft 3*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Über ein Glasmanometer nach dem Prinzip der Bourdonschen Spirale;

von Erich Ladenburg und Erich Lehmann.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Januar 1906.)

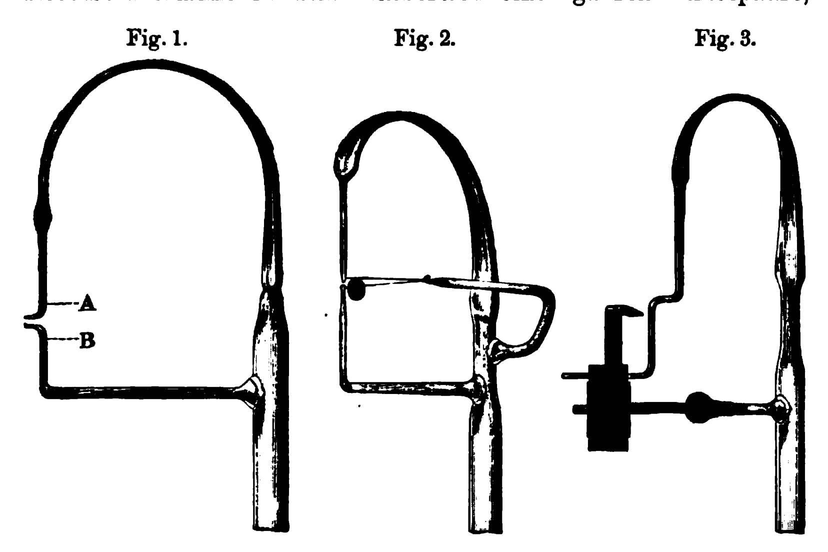
(Vgl. oben S. 19.)

Gelegentlich einer Untersuchung über das Absorptionsspektrum von hochprozentigem Ozon, mit der wir beschäftigt sind, ergab sich die Notwendigkeit, den Druck des Gases zu messen. Da aber Ozon Quecksilber und die meisten Metalle stark angreift, war die Benutzung eines Quecksilber- oder Metallbarometers ausgeschlossen. Wir versuchten deshalb ein solches aus Glas nach Art der BOURDONschen Spirale herzustellen. Eine einfache Überlegung beweist, daß ein gebogenes Rohr von rundem Querschnitt den gewünschten Effekt nur in sehr geringem Maße zeigen kann, daß es vielmehr darauf ankommt, flache Röhren zu benutzen. Der Versuch bestätigte dies vollkommen, und es gelang schließlich, ganz dünne flache Glasröhren in der gewünschten Form zu erhalten.

Fig. 1 zeigt ein solches Instrument, wie es sich zu Beobachtungen mittels Mikroskopes eignet. Das Ende des flachen Rohres ist zu einer Zeigerspitze (A) ausgezogen. B ist ein dünner mit dem Manometer verblasener Glasstab, dessen Endpunkt als Nullmarke dient. Zur besseren Beobachtung mittels Mikroskopes werden beide Enden umgebogen und zu Spitzen ausgezogen. Es ist notwendig, Manometer und Mikroskop auf derselben Grundplatte zu befestigen, da sonst leicht Fehler durch Parallaxe entstehen können. Die Ruhelage des Instrumentes ist vorzüglich und der bewegliche Schenkel kehrt stets genau auf seine Nullstellung zurück. Der Ausschlag beträgt je nach der Güte des Manometers 2 bis 4 mm für eine Druckdifferenz von 760 mm. Uns stand ein Mikroskop mit Okularmikrometer zur Verfügung, welches $^1/_{400}$ mm direkt abzulesen gestattete, so daß einem Teilstrich etwa $^1/_2$ bis 1 mm Hg entsprach. Da die Bahn des beobachteten Punktes keine

absolute Gerade ist, so ist der gemessene Ausschlag dem Druck nicht vollkommen proportional. Die größte Abweichung von der Geraden zeigt diese Bahn beim Beginn der Bewegung aus der Ruhelage innerhalb der ersten 100 mm Druckdifferenz. Im weiteren Verlauf wird die Abweichung geringer und bei Benutzung des Instrumentes innerhalb eines kleinen Meßbereiches von etwa 100 mm Druckdifferenzen liegen die Fehler, die man durch die Annahme einer linearen Abhängigkeit begeht, innerhalb der Beobachtungsgrenzen, d. h. sie betragen nicht mehr als $^1/_2$ mm Hg. Macht man dieselbe Annahme in dem Meßbereich einer ganzen Atmosphäre,

Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.



so können die Fehler bis 3 mm Hg betragen. In diesem Falle ist es also notwendig, das Instrument vorher zu eichen und zwar müssen diese Eichungskurven für jedes einzelne Instrument aufgestellt werden, da die nicht immer gleiche Form des Manometers und die Art des verwandten Glases Verschiedenheit bedingen. Zur Benutzung bei sehr verschiedenen Temperaturen ist ebenfalls eine vorherige Eichung erforderlich; kleinere Temperaturdifferenzen von 3 bis 4° ergaben keine meßbaren Abweichungen.

Die Empfindlichkeit des Instrumentes läßt sich durch Anwendung einer Spiegelablesung bedeutend vergrößern. Die Figg. 2 und 3 zeigen die Modelle zweier solcher Übertragungen, welche

sich noch auf viele andere Weisen ausführen lassen. Die in Fig. 2 abgebildete ergibt eine Drehung des Spiegels von etwa 60° für die Druckdifferenz von 760 mm, gestattet also, da die Ruhelage des Instruments bei geeigneter Aufstellung vorzüglich ist, bei einem Skalenabstand von 1 m $^1/_{20}$ bis $^1/_{80}$ mm Druckdifferenz nachzuweisen.

Das Instrument wird wohl in den Fällen von Nutzen sein, in denen man es mit Gasen zu tun hat, die Metalle stark angreifen, und auch in solchen Fällen, wo nur geringe Gasmengen zur Verfügung stehen, wie z. B. bei Dampfdichtebestimmungen.

Die Herstellung des Instruments hat der Glasbläser Herr Bitter, Charlottenburg, Pestalozzistr. 38, übernommen.

Charlottenburg, Physikal. Institut der Techn. Hochschule, Januar 1906.

Über die spontane Ionisierung der Luft und anderer Gase[1];

von H. Geitel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 26. Januar 1906.)

(Vgl. oben S. 19.)

Mit dem Nachweise der ständigen Ionisierung sowohl der freien Luft der Atmosphäre, wie auch begrenzter Volumina von Luft und anderen Gasen — denn in diesen ist die Erscheinung qualitativ dieselbe —, stehen wir vor einer Frage, die bis jetzt noch nicht als völlig ausreichend beantwortet gelten kann, es ist die nach der Ursache und dem etwaigen Zusammenhange dieser Eigenschaft mit den physikalischen Bedingungen, denen das Gas unterworfen ist.

Man könnte in der normalen Ionisierung ein dem gasförmigen Zustande bei gewöhnlicher Temperatur zukommendes Merkmal sehen, das von ihm nicht zu trennen ist, etwa in der Art, daß die verborgene Bewegung, die man nach der kinetischen Theorie in dem Gase annimmt, auf irgend eine Weise die Abspaltung von Ionen aus den neutralen Molekülen bewirke, wobei vielleicht auch der Kontakt mit den einschließenden Wänden von Einfluß sein könnte. In bester Weise würde mit dieser Vorstellung übereinstimmen, daß in der Glühhitze die Leitfähigkeit aller Gase zu sehr merklichen Beträgen ansteigt.

Andererseits kann man an ionisierende Strahlungen denken, die von den Wänden, oder der ferneren Umgebung, oder schließlich aus dem Gase selbst stammen. Von vornherein lag diese letztere Gedankenreihe, die die Selbstionisierung der Gase mit

---

[1]) Der erste Teil des Vortrages, der die Entwickelung der Kenntnisse von der Elektrizitätszerstreuung von den Arbeiten COULOMBS an bis zu dem Nachweise der ständigen Ionisierung der Luft und anderer Gase behandelte, ist hier weggelassen. Im wesentlichen deckten sich diese Ausführungen mit den in STARKS Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1, 146, 1904 gegebenen.

der Radioaktivität in Verbindung bringt, keineswegs nahe, da die Radioelemente zu der Zeit, als die spontane Ionisierung der Luft gefunden wurde, als ungemein spärlich in der Natur verbreitet angesehen werden mußten, so daß ihr Anteil an einer anscheinend allgemeinen Eigenschaft gasförmiger Körper kaum denkbar erschien.

Wie es gekommen ist, daß der Gedanke an die Einwirkung von Strahlungen trotzdem die größere Wahrscheinlichkeit — ja man darf sagen Gewißheit — für sich gewonnen hat, dies zu verfolgen, wird vielleicht einiges Interesse gewähren.

Auf diesen Weg leitete eine Bemerkung, die sich bei den ersten Versuchen über Elektrizitätszerstreuung in geschlossenen Räumen aufgedrängt hatte. Die Ionisierung der Luft wuchs im Laufe der Zeit langsam bis zu einem Grenzwerte an [1]). Die Erscheinung zeigte sich gleichmäßig an gewöhnlicher, wie an sorgfältig staubfrei gemachter Luft, so daß sie nicht etwa auf die allmähliche Selbstreinigung der Luft vom Staube und die dadurch bedingte größere Beweglichkeit der Ionen zurückgeführt werden durfte [2]). Sie erinnerte in ihrem ganzen Bilde lebhaft an die Wirkung radioaktiver Emanationen, wie diese sich aus ihrer Muttersubstanz entwickeln und die Wände des Versuchsraumes mit sogenannter induzierter Aktivität bekleiden, die ihrerseits eine neue Quelle von Strahlung und daher auch der Ionisierung wird, so schien in der abgeschlossenen Luft ebenfalls eine Emanation sich zu verbreiten, die die Leitfähigkeit bis zu einem Maximum steigerte. Letzteres ist offenbar erreicht, wenn die radioaktiven Umwandlungsprodukte der Emanation in gleichem Maße verschwinden, wie sie sich neu bilden.

Diese soeben geschilderte Zunahme der Selbstionisierung abgeschlossener Luftmassen ist von vielen Beobachtern wiedergefunden, andere haben sie nicht erhalten. Jetzt, nachdem man erkannt hat, daß sie wirklich radioaktiven Ursprunges ist, kann diese Verschiedenheit der Ergebnisse nicht mehr befremden, nicht alle Materialien geben eben solche Emanation aus. Am leichtesten ist die Erscheinung wohl in Glasrezipienten bemerkbar, in Metall-

---

1) H. Geitel, Phys. ZS. 2, 116, 1900.
2) J. Elster und H. Geitel, Phys. ZS. 2, 590, 1901.

gefäßen, z. B. solchen aus Zinkblech, haben wir sie auch nicht erhalten[1]).

Lassen wir diese später gewonnene Einsicht vor der Hand beiseite und beschränken uns auf die Tatsache selbst, so war festgestellt, daß gestandene Luft besser leitet als frisch aus der Atmosphäre entnommene. War diese Beobachtung allgemein richtig, so mußte solche Luft, die etwa in Höhlen oder unterirdischen Räumen von konstanter Temperatur lange Zeit stagniert hatte, von vornherein das Maximum der Ionisierung zeigen. Die Probe fiel im Sinne der Erwartung aus, führte aber auf Beträge der Ionisierung, die weit höher waren als die in geschlossenen Rezipienten künstlich erhaltenen[2]).

Die infolge dessen vorgenommene Prüfung der Luft der Höhlen und Keller auf etwa vorhandene radioaktive Emanation nach der RUTHERFORDschen Methode, nämlich durch Herstellung induzierter Aktivität auf negativ geladenen Drähten, gab nun ein so unzweideutiges positives Resultat, daß es erfolgversprechend schien, geradezu nach radioaktiven Stoffen, als den Quellen dieser Emanation, in den Wänden jener Räume zu suchen.

Wir hatten mit diesen Nachforschungen zunächst kein Glück, da wir uns auf Untersuchungen von Fels- und Steinmaterial beschränkten. Erst in der Folge fanden wir, daß die in den Poren des Erdreiches überall eingeschlossene Luft besonders emanationshaltig ist[3]), und daß sie, indem sie in die Höhlen und Keller sowohl wie in die freie Atmosphäre hineindiffundiert, diese überall mit radioaktiver Emanation erfüllt[4]).

Es war nicht schwierig, in den am häufigsten vorkommenden Erdarten, besonders den tonhaltigen, als Ursache ihrer Emanationsentwickelung eine gewisse primäre Aktivität festzustellen[5]), die chemisch den Reaktionen des Radiums folgte. Hiermit stand in Übereinstimmung, daß die Emanation der Höhlen und der freien

---

[1]) Zusatz: Bei dieser Erscheinung ist die Gefahr einer Täuschung durch eine radioaktive Infektion des Versuchsraumes (vgl. weiter unten) besonders groß. Vielleicht rührt daher die große Verschiedenheit der von den einzelnen Beobachtern gemachten Erfahrungen.

[2]) J. ELSTER und H. GEITEL, Phys. ZS. 2, 560, 1901.

[3]) Ebenda 2, 574, 1901.

[4]) Ebenda 2, 590, 1901 und 3, 76, 1901.

[5]) Ebenda 4, 322, 1903.

Atmosphäre, sowie die durch sie erregte induzierte Aktivität ebenfalls die Zeitkonstanten der entsprechenden Produkte des Radiums zeigten.

Es ist sehr merkwürdig, wie allgemein verbreitet hiernach diese minimalen Spuren des Radiums auf der Erde sind. Nicht leicht gelingt es, eine Erdart oder eine aus dem Boden entnommene Luft- oder Wasserprobe [1]) zu finden, die, mittels der Methode der Elektrizitätszerstreuung geprüft, sich nicht als schwach radioaktiv (und zwar vom Radium her) erwiese.

Auch die anderen beiden Radioelemente, die eine Emanation geben, das Thorium und Aktinium [2]), scheinen in manchen der gewöhnlichen Erdarten vorzukommen. Bei dem Thorium ist indessen ein gewisser Vorbehalt zu machen; nachgewiesen ist die Existenz eines emanierenden Stoffes im Erdboden, dessen Emanation mit der von Thorpräparaten, so viel man bis jetzt weiß, identisch ist, dagegen ist keineswegs sicher oder auch nur wahrscheinlich, daß dieser Stoff chemisch mit dem Thorium übereinstimmt.

Sowohl das Vorkommen radioaktiver Emanation im Erdboden wie in der Atmosphäre ist seither vielfach und an den verschiedensten Orten auf der Erde bestätigt worden.

Von den genannten Emanationen ist die des Radiums, die in etwa $3^1/_2$ Tagen auf den Halbwert ihrer Strahlungsfähigkeit sinkt, die dauerhafteste und daher auch die überall verbreitete, die des Aktiniums und Thoriums, deren entsprechende Zeitkonstanten nur wenige Sekunden betragen, sind dagegen nur in unmittelbarer Nähe des Erdbodens und in der Bodenluft selbst nachweisbar.

Scharf zu unterscheiden von den Emanationen selbst sind die aus ihnen hervorgehenden Umwandlungsprodukte, durch welche die sogenannten induzierten Aktivitäten hervorgerufen werden. Am besten bekannt sind diese beim Radium, dessen induzierte Aktivität anfangs in etwa 30′ auf die Hälfte ihrer Wirk-

---

[1]) Sella e Pochettino, Rend. Acc. dei Lincei (5) **11** [1], 527, 1902. J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) **4**, 352, 1902. Himstedt, Ber. d. Naturf. Ges. in Freiburg **13**, 101, 1903 und **14**, 181, 1903. Adams, Phil. Mag. (6) **6**, 563, 1903. Bumstead and Wheeler, Amer. Journal of Science (4) **17**, 98, 1904. v. Traubenberg, Phys. ZS. **5**, 130, 1904 u. a.

[2]) Bumstead, Amer. Journal of Science (4) **18**, 1, 1904. Giesel, Chem. Ber. **38**, 132, 1905. Burbank, Phys. ZS. **6**, 436, 1905.

samkeit herabsinkt, indem der aus der Emanation sich bildende Körper (Radium *A*) der Reihe nach die von RUTHERFORD mit den Buchstaben *B*, *C*, *D*, *E* bezeichneten Wandlungen durchmacht, von denen das wahrscheinlich dem Polonium entsprechende Stadium *D* eine sehr beträchtliche, nach Jahrzehnten zählende Lebensdauer hat. Beim Thorium ist der unmittelbar aus der Emanation hervorgehende Körper schon ziemlich langlebig, er braucht etwa elf Stunden, um die Hälfte seiner Strahlungsintensität einzubüßen.

Es wird jetzt zweckmäßig sein, die Folgerungen aus dieser allgemeinen Verbreitung radioaktiver Stoffe in der Erde, sowie ihrer Emanationen und deren Nachprodukten in der Atmosphäre und auf den mit ihr in Berührung stehenden Oberflächen sich zu vergegenwärtigen; zunächst allerdings in rein qualitativer Weise.

Ohne Zweifel werden von der Erde, abgesehen von den mit Wasser bedeckten Flächen, die drei verschiedenen Typen (α, β, γ) der Strahlen der genannten primär aktiven Elemente ausgehen; durch deren Absorption in der Luft wird eine gewisse Ionenmenge pro Zeit und Volumeinheit erzeugt werden. In gleicher Weise gilt dies von den Emanationen derselben Stoffe, die der Atmosphäre beigemengt sind und — je nach ihrer Strahlungsfähigkeit — auch von den übrigen veränderlichen Produkten, mit denen sich alle Körper durch bloßen Kontakt mit der Atmosphäre überkleiden. Auch die Baustoffe unserer Häuser und der physikalischen Instrumente, die wir zu den Untersuchungen der Elektrizitätszerstreuung benutzen, können merkliche Spuren dieser radioaktiven Elemente enthalten, die sie von der natürlichen Lagerstätte der Rohmaterialien mitbringen, aus denen sie hergestellt sind.

Man behauptet daher nicht zuviel, wenn man aussagt, daß wir in eine unausgesetzt tätige Strahlung eingetaucht sind, der wir nicht entgehen können.

Die Frage dagegen, auf die hier für uns alles ankommt, ist die, ob der Vorgang der Elektrizitätszerstreuung sich ohne Rest, oder wenigstens zu einem merklichen Anteile auf solche Strahlungen quantitativ zurückführen läßt.

Daß die Ionisierung der Luft in Höhlen ihrem Emanationsgehalte proportional ist, haben neuerdings wieder direkte Beob-

achtungen von Herrn ZÖLSS[1]) zu Kremsmünster gezeigt, ja Herr MACHE[2]) in Wien ist sogar geneigt, auf Grund einer Schätzung der von der Erdoberfläche abgegebenen Emanationsmenge auch den Ionengehalt der freien Atmosphäre als im wesentlichen durch jene radioaktive Emanation bedingt zu betrachten.

Auf die Ionisierung der Luft in abgeschlossenen Gefäßen ist aber eine solche Schätzung natürlich nicht anwendbar, dagegen ist man hier imstande, die etwa in Frage kommenden Strahlungen nach ihrer Herkunft durch besondere Versuchsanordnungen mehr oder weniger voneinander zu trennen.

Man hat dabei offenbar folgendes Schema aufzustellen. Die ionisierenden Strahlen können stammen:

1. Aus der weiteren Umgebung des Versuchsgefäßes, also etwa von der Erdoberfläche, der Luft und den Wänden des Gebäudes, in dem wir die Beobachtungen machen.

2. Aus dem Materiale des Apparates selbst, mit dem wir die Ionisierung der Luft bestimmen, z. B. dem einschließenden Gefäße selbst, das entweder primär aktiv sein oder unter dem Einflusse der atmosphärischen Emanation induziert aktiv geworden sein kann. Im ersteren Falle kann die primäre Aktivität auf einem Gehalte an Radium, Thorium oder Aktinium, d. h. allgemein auf der Gegenwart eines eigentlich radioaktiven Elementes beruhen, oder aber eine charakteristische Eigenschaft der betreffenden Substanz sein. Hier spielt, wie man sieht, die hochinteressante Frage hinein, ob alle Materie an sich radioaktiv ist.

3. Es können Sekundärstrahlen wirksam sein, die an dem Materiale des Apparates durch die unter 1. bezeichnete Strahlung erregt werden, ähnlich wie solche auch durch Röntgenstrahlen vorzugsweise an den Grenzflächen verschiedener Medien entstehen. Diese Erscheinung hat mit der induzierten Aktivität nichts zu tun, sie beginnt und verschwindet zugleich mit den erregenden Strahlen.

4. Es ist in Betracht zu ziehen, ob das zu dem Versuche dienende Gas nicht vielleicht schon mit aktiver Emanation behaftet in den Apparat hineingebracht ist oder überhaupt die Fähigkeit besitzt, ionisierende Strahlen aus sich zu erzeugen.

---

[1]) ZÖLSS, Wien. Ber. **114** [2a], 189, 1905.
[2]) MACHE, ebenda **114** [2a], 1377, 1905.

Die erste Frage, ob eine allgemein durchdringende, von außen kommende Strahlung nachweisbar sei, ist zuerst von den Herren COOKE[1]), MC LENNAN und BURTON[2]) in Angriff genommen. Es ergab sich ein positives Resultat in der Weise, daß die Elektrizitätszerstreuung in einem für sich vollständig geschlossenen Metallgefäße vermindert wurde (um 25 bis 17,5 Proz.), indem man dies mit einem Mantel aus Blei umgab oder es in einen großen Wasserbehälter eintauchte. Vermehrt wurde die Zerstreuung durch Umbauen des Gefäßes mit Ziegelsteinen. Dagegen fand C. T. R. WILSON[3]) die Ionisierung der Luft in einem hermetisch geschlossenen Elektroskope nicht geändert, mochte er dies in einem Eisenbahntunnel oder frei an der Erdoberfläche aufstellen.

Die erstgenannten Versuche sprechen für eine durchdringende Strahlung an der Erdoberfläche, die durch Blei oder Wasser zum Teil absorbierbar ist. Gebrannter Ton würde nach der an zweiter Stelle genannten Beobachtung solche durchdringenden Strahlen selbst aussenden, ein Gedanke, der nicht gerade unwahrscheinlich ist, wenn wir die verhältnismäßig kräftige Aktivität der natürlichen Tonarten beachten. Das negative Resultat WILSONs kann in diesem Zusammenhange vielleicht dahin gedeutet werden, daß das Erdreich der Tunnelwand etwa den gleichen Betrag jener allgemein verbreiteten Substanz absorbierte, den es selbst aussandte.

Versuche mit Bleischirmen, die oberhalb, unterhalb oder seitlich von dem Versuchsgefäße eingeschaltet wurden, ergaben eine im gleichen Maße verminderte Zerstreuung im Innern; ein sehr befremdliches Ergebnis, da es besagen würde, daß die allgemeine Strahlung keine bestimmte Richtung im Raume hat. Alle diese Versuche haben indessen nur dann zwingende Beweiskraft, wenn man durchaus sicher sein kann, daß radioaktive Präparate weder in den Arbeitsräumen, noch in der Nähe der benutzten Apparate auch nur zeitweise gewesen sind[4]). In den ersten Veröffentlichungen dieser Art (abgesehen von der von COOKE) wird

---

[1]) COOKE, Phil. Mag. (6) 6, 403, 1903.
[2]) MC LENNAN und BURTON, Phil. Mag. (6) 5, 707, 1903.
[3]) C. R. R. WILSON, Proc. Roy. Soc. 68, 151, 1903.
[4]) Vgl. darüber auch EVE, Nature 71, 460, 1905.

die Möglichkeit einer solchen Fehlerquelle nicht besonders als ausgeschlossen bezeichnet. Einigen Verdacht erregt in dieser Beziehung eine im Cavendish Laboratory in Cambridge ausgeführte Arbeit von JAFFÉ[1]). In zwei Gefäßen, das eine aus innen versilbertem Glase, das andere aus Messing, wurde zugleich die Elektrizitätszerstreuung viele Tage hindurch beobachtet. Sie zeigte zuweilen auffallende Schwankungen. Standen die beiden Apparate dicht nebeneinander, so war der Gang der Schwankungen derselbe, während er verschieden war, sobald sie in getrennten Räumen aufgestellt wurden. Diese Beobachtung spricht dafür, daß Störungen durch radioaktive Emanation trotz aller Vorsicht im Spiele waren. Nach unseren Erfahrungen haben sich spontane Änderungen der Ionisierung eingeschlossener Luft bei unveränderter Aufstellung des Apparates (abgesehen von der schon erwähnten regelmäßigen Zunahme in Glasgefäßen) nicht nachweisen lassen.

Wir haben im letzten Jahre ebenfalls Versuche angestellt, um die Frage jener allgegenwärtigen Strahlung aufzuklären. Dabei gingen wir von der Wahrnehmung aus, daß gewiße reine Mineralien, wie Quarz, kohlensaurer Kalk, Baryt, Steinsalz, am Zerstreuungsapparate keine Spur von eigener Radioaktivität erkennen ließen. Solche Materialien mußten also in genügender Schichtdicke ausgezeichnete Schirme zur Absorption der fraglichen Strahlen darbieten, da man ihre Eigenstrahlung als äußerst klein betrachten durfte. Nun haben wir in der Nähe von Wolfenbüttel große Kali- und Steinsalzlager, die demnach für solche Beobachtungen sehr günstig sein mußten. Wir benutzten, wie wir es vor kurzem in der Physikalischen Zeitschrift näher beschrieben haben[2]), dazu einen verschlossenen Zerstreuungsraum in Gestalt eines Zylinders von 0,1 mm starkem Aluminiumblech, der fest mit einem Elektroskope verbunden war.

Nun ergab sich bei gleichen Temperaturverhältnissen ein Rückgang der Ionisierung um 28 Proz., wenn wir den Apparat inmitten des großen Steinsalzlagers bei Hedwigsburg aufstellten. An seinen alten Standort zurückgebracht, einen Schrank im Wolfenbüttler Gymnasium, zeigte er sofort wieder den früheren höheren Betrag. Niemals wurden von uns an der Erdoberfläche

[1]) JAFFÉ, Phil. Mag. (6) 8, 556, 1904.
[2]) J. ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. 6, 733, 1905.

so niedrige Zerstreuungen an dem Apparate beobachtet, als auf der Sohle des Bergwerkes. Den ihn hier rings umgebenden Steinsalzschichten von vielen Metern Dicke würde demnach eine Art von schirmender Wirkung gegen die ionisierenden Strahlen zugeschrieben werden müssen. Wir hoffen, daß diese Versuche auch von anderer Seite aufgenommen werden, bis jetzt glauben wir mit einiger Reserve danach die Behauptung von COOKE bestätigen zu dürfen, daß über der Erde eine stark durchdringende Strahlung vorhanden ist.

Bekanntlich hat Frau CURIE den Gedanken einer den ganzen Weltraum durchdringenden Strahlung als der Energiequelle für die radioaktiven Erscheinungen schon im Jahre 1898 gefaßt [1]). Es ist überraschend, zu sehen, daß wenigstens an der Erdoberfläche die Existenz einer solchen Strahlung zwar nicht als die Ursache, sondern als Folge der Radioaktivität für nachgewiesen gelten kann.

Die zweite Frage ist die nach dem Einflusse des Materials der Wände des Zerstreuungsraumes und der Substanzen, die den Meßapparat selbst zusammensetzen.

Man hat, wie oben bemerkt, einen Unterschied zu machen zwischen induzierter und eigener Radioaktivität.

Die erstere kann bei Gegenwart radioaktiver Präparate, auch bei großer Vorsicht und nur vorübergehender Berührung des Apparates mit der von ihnen entwickelten Emanation, so hohe Beträge annehmen, daß die natürliche Ionisierung der Luft dadurch verdeckt wird. Hierin liegt eben besonders die Unmöglichkeit begründet, zuverlässige Beobachtungen über Luftionisierung in Gebäuden anzustellen, in denen solche Präparate aufbewahrt werden.

Ja selbst der normale Gehalt der Atmosphäre an radioaktiver Emanation macht sich durch Erregung induzierter Aktivität, besonders in Souterrainräumen, unzweifelhaft bemerklich. Wir haben einen Versuch beschrieben, der dies deutlich erkennen läßt [2]).

Eine Drahtnetzglocke wurde ringsherum mit dünner Aluminiumfolie belegt, bis auf zwei zum Ablesen und Beleuchten des darunter

---

1) SK. CURIE, C. R. **126**, 1103, 1898.
2) J. ELSTER u. H. GEITEL, Phys. ZS. **3**, 305, 1902.

aufgestellten Elektroskopes freigelassene, mit Glasplatten belegte Öffnungen. Die Elektrizitätszerstreuung in dem von dieser Glocke und der Metallplatte, auf der das Elektroskop stand, begrenzten Raume war durch einen Vorversuch bestimmt. Alsdann wurde der gesamte Apparat, in dem sonst alles ungeändert blieb, isoliert aufgestellt und mit dem negativen Pole einer Trockensäule von 200 bis 300 Volt Spannung verbunden. Schon nach Verlauf einer Stunde stieg die Ionisierung der Luft im Innern der Glocke über das doppelte der normalen an, eine Folge der Strahlen, die von der auf dem Aluminium sich niederschlagenden aktiven Schicht nach innen drangen. Quantitativ wird das Ergebnis von der Dichtigkeit der radioaktiven Emanation in der Luft des Arbeitsraumes abhängig sein. Im allgemeinen lehrt der Versuch, daß die induzierte Aktivität an der Außenseite des Ionisierungsraumes für die Vorgänge in seinem Innern nicht gleichgültig ist. Ähnliche Erfahrungen hat auch Herr CAMPBELL [1]) gemacht.

Diese Störungen durch induzierte Aktivität haben die Eigenschaft, allmählich je nach der Natur der die Infektion bewirkenden Emanation bis zu einem kleinen, aber hartnäckig festgehaltenen Restbetrage (in den meisten Fällen wohl von Radium *D* herrührend) abzunehmen, sie können durch Abschleifen oder Abätzen der Metalloberflächen entfernt werden.

Weit schwieriger festzustellen und seiner Natur nach zu erkennen ist der Einfluß einer etwaigen dauernden Radioaktivität der Materialien des verwandten Apparates.

Daß eine solche unter gewissen Bedingungen vorhanden ist, kann keinem Zweifel unterliegen. Die mehrfach erwähnte spontane Zunahme der Elektrizitätszerstreuung ist eben nicht anders zu deuten, als durch das Entweichen einer aktiven Emanation aus den Wänden in den Versuchsraum. Leider wird es schwierig sein, bei der Geringfügigkeit der Wirkung die Zeitkonstanten dieser Emanation und der durch sie induzierten Aktivität mit einiger Sicherheit für verschiedene Materialien festzustellen und dadurch zu entscheiden, ob sie den bekannten Radioelementen angehört oder etwa für das einzelne Material charakteristisch ist. Im ersten Falle hätte man es nur mit aktiven Verunreini-

---

[1]) CAMPBELL, Phil. Mag. (6) 9, 540, 1905.

gungen zu tun, im zweiten wäre der Nachweis erbracht, daß alle Materie radioaktiv ist. Bis jetzt scheint wenig Aussicht zu sein, auf diesem Wege zum Ziele zu kommen, es hat sich kein sicheres Anzeichen für die Existenz anderer aktiver Emanationen, als der schon bekannten, gefunden, entgegenstehende Behauptungen haben sich nicht bestätigt. Allerdings beweist dieser negative Befund, wie auch Herr CAMPBELL [1]) hervorhebt, nichts gegen die Annahme einer allgemeinen Radioaktivität der Materie, gibt es doch ein zweifellos radioaktives Element, das Uran, das keine Emanation entwickelt.

Kaum weniger schwierig, als auf Grund einer etwaigen Entwickelung von Emanation, läßt sich die Radioaktivität beliebiger Materialien direkt mittels des Einflusses unterscheiden, den ihre Gegenwart auf die Ionisierung der Luft durch unmittelbare Strahlung ausübt. Auch hierüber liegen Ergebnisse von Experimentaluntersuchungen vor, es sind besonders diejenigen von COOKE [2]), STRUTT [3]), MC LENNAN und BURTON [4]), RIGHI [5]), CAMPBELL [6]) und WOOD [7]) zu nennen.

Gemeinsam diesen Arbeiten ist der Nachweis eines unzweideutigen Einflusses gereinigter Metalloberflächen auf die Zerstreuung der Elektrizität in geschlossenen Behältern. Während STRUTT in seinen ersten Untersuchungen bemerkt, daß beträchtliche Unterschiede nicht nur bei verschiedenen Metallen, sondern auch bei demselben Metall verschiedener Herkunft beständen, was auf Verunreinigungen durch radioaktive Substanzen hinweisen würde, wird in den neueren Arbeiten mit Entschiedenheit die spezifische Wirkung der einzelnen Metallarten als festgestellt betrachtet. Diese Tatsache, daß verschiedene Metalle die Luft in ihrer Nähe verschieden ionisieren, kann nun sowohl in ihrem eigentümlichen radioaktiven Strahlungsvermögen begründet liegen, als auch darin, daß sie von den allgemein verbreiteten durchdringenden Strahlen einen für jedes Metall charakteristischen

---

[1]) CAMPBELL, Jahrb. d. Radioaktivität u. Elektronik 2, 441, 1906.
[2]) COOKE, l. c., S. 408.
[3]) STRUTT, Phil. Mag. (6) 5, 680, 1905.
[4]) MC LENNAN u. BURTON, l. c., S. 704 und Phil. Mag. (6) 6, 343, 1903.
[5]) RIGHI, Mem. Acc. Bologna (1) 6, 149, 1904.
[6]) CAMPBELL, Phil. Mag. (6) 9, 531, 1905.
[7]) WOOD, Ebend. (6) 9, 550, 1905.

Bruchteil in leicht absorbierbare, und daher kräftiger ionisierende Sekundärstrahlen verwandeln.

Hierüber eine Entscheidung herbeizuführen, hat sich Herr WOOD mit bemerkenswertem Erfolge bemüht. Er stellte geschlossene Räume aus verschiedenen Materialien her und bestimmte in jedem den Betrag der Ionisierung der Luft. Umgab er nun jeden dieser Räume hinterher der Reihe nach mit demselben Mantel aus Blei (oder einem anderen Metalle), so verminderte sich infolge der Absorption eines Teiles der äußeren durchdringenden Strahlung die Ionisierung im Innern.

Derjenige Betrag der Ionisierung, der von einer Radioaktivität des Materials der Gefäßwände herrührte, konnte durch den Bleimantel nicht vermindert werden, dagegen mußte dies der Fall sein für den von der äußeren Strahlung und den durch sie erregten Sekundärstrahlen herstammenden. Angenommen, es existiere überhaupt keine spezifische Radioaktivität der Wände des Behälters, so war nach WOOD zu erwarten, daß das Einschalten des Bleimantels die Ionisierung in allen Gefäßen um denselben Bruchteil des ohne Bleimantel beobachteten Wertes herabsetzen würde, da die Energie der Sekundärstrahlen der der erregenden proportional bleiben müsse. Nun zeigt der Versuch, daß die Einschaltung des absorbierenden Schirmes die Ionisierung im Innern der verschiedenen Gefäße nicht in demselben Verhältnis verkleinerte, und WOOD schließt hieraus, daß neben der Sekundärstrahlung dem Materiale der Wände eine eigene Radioaktivität zukomme. Daß diese nicht von Verunreinigung durch Radium herrühren könne, wird nach CAMPBELL durch die Wahrnehmung widerlegt, daß die von verschiedenen Metallen ausgehende ionisierende Wirkung eine für jedes Metall bestimmte Absorption in Aluminiumfolie erleidet.

Zu demselben Schlusse wie WOOD, daß neben der Sekundärstrahlung des Metalles eine spezifische Eigenstrahlung besteht, gelangt CAMPBELL[1]) durch die Untersuchung der Ionisierung in einem parallelepipedischen Kasten, dessen Grundflächen aus dem zu untersuchenden Materiale bestehen und dessen Volumen durch

---

[1]) CAMPBELL, Jahrb. der Radioaktivität und Elektronik **2**, 434, 1906. (Diese Arbeit kam erst kurz vor dem Tage des Vortrages in die Hände des Verf.)

Parallelverschiebung der einen dieser Flächen geändert werden kann. Indem er nun die Ionisierung (den Sättigungsstrom) als Funktion der veränderlichen Kantenlänge darstellt, gelangt er zu charakteristischen Kurven, aus deren Zerlegung in zwei Komponenten hervorgeht, daß die Eigenstrahlung des Metalls aus leicht absorbierbaren α-Strahlen und elektrisch neutralen durchdringenden, also wahrscheinlich γ-Strahlen, besteht. Wiederum ergaben sich für jedes Metall stark verschiedene Beträge für den Anteil jeder der beiden Strahlenarten an dem Gesamtwerte der Ionisierung.

Durch diese schönen Versuche von WOOD und CAMPBELL ist sicher nachgewiesen, daß oberflächliche Verunreinigungen derselben Art (etwa durch Radium) nicht herangezogen werden können, um die Eigenstrahlung der Metalle zu erklären. Immerhin wäre es wünschenswert, noch einige Bedenken zu beseitigen. Kann eine Verunreinigung durch Radium, die nicht an der Oberfläche haftet, sondern durch die ganze Masse des Metalles verbreitet ist, nicht eine spezifische Strahlung vortäuschen, indem jedes Metall sowohl als Filter besonderer Art für die Radiumstrahlen wirkt, wie auch zu einer ihm eigentümlichen Sekundärstrahlung erregt wird? Muß man ferner die allgemein verbreitete durchdringende Strahlung nicht als inhomogen ansehen, so daß ihre Absorption innerhalb eines Bleimantels vielleicht keine gleichförmige sein würde? Im letzteren Falle wäre es wohl möglich, daß die Sekundärstrahlung der Metalle unter dem Einflusse jener Strahlen durch Einschaltung des Bleischirmes nicht proportional den letzteren geschwächt wurde. Ein Vergleich mit der Fluoreszenz liegt nahe. Erregen wir die letztere an einer Reihe verschiedener Substanzen durch weißes Licht, so wird die Energie des Fluoreszenzlichtes bei Einschaltung eines farbigen Schirmes nicht für alle diese Substanzen in demselben Verhältnisse wie die des erregenden Lichtes vermindert werden.

Jedenfalls verdienen diese Untersuchungen die größte Aufmerksamkeit, da die Frage, ob alle Materie sich als radioaktiv nachweisen läßt, im Lichte der Umwandlungstheorie der Elemente von der höchsten Bedeutung ist.

Es bliebe nun noch die Rolle zu erörtern, die das Gas für sich allein bei dem Vorgange der sogenannten spontanen Ioni-

sierung spielt. Haben wir es mit Luft zu tun, die frisch aus der Atmosphäre entnommen ist, so bringt sie sicher eine gewisse Menge von aktiver Emanation in das Versuchsgefäß mit. Nach MAC LENNAN und BURTON [1]) nimmt wirklich die Ionisierung frisch abgesperrter Luft zuerst schnell ab, indem die in ihr enthaltene Emanation abklingt, dann kann sie wieder ansteigen, wenn aus den einschließenden Wänden neue Emanation entwickelt wird.

Erhöht man die Dichtigkeit der Luft, so nimmt nach PATTERSON [2]) die Ionisierung im Intervalle von 20 bis 300 mm Quecksilberdruck zunächst zu, bis sie bei weiterer Steigerung des Druckes nahe konstant bleibt. Dies Verhalten ließe sich scheinbar leicht mit der Existenz einer Strahlung von den Gefäßwänden aus in Einklang bringen: Indem die Strahlen in dem dichter werdenden Gase immer vollständiger aufgenommen werden, muß einmal der Fall eintreten, daß alle ihre Energie absorbiert wird, über diesen Zustand hinaus kann eine weitere Steigerung des Druckes keine vermehrte Ionenbildung mehr nach sich ziehen. Indessen ist es äußerst unwahrscheinlich, daß diese vollständige Absorption in dem genannten Versuche schon bei dieser niedrigen Druckstufe eingetreten gewesen ist, muß man doch nach CAMPBELL annehmen, daß ein Teil der von den Metallen ausgesandten Strahlung ein großes Durchdringungsvermögen hat. In der Tat haben auch JAFFÉ [3]) und C. T. R. WILSON in demselben Intervalle die Ionisierung der Luft als eine nahezu lineare Funktion des Druckes erhalten.

Beim Ersatz der Luft durch andere Gase ist im großen und ganzen die Ionisierung der Dichtigkeit proportional gefunden worden, so bestimmt JAFFÉ [4]) die Zerstreuung in Nickelcarbonyl (Dichtigkeit 5,9, bezogen auf Luft) als 5,1 mal so groß als in Luft.

Dieser Befund steht in Übereinstimmung mit dem Verhalten der Gase gegen die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlen.

Schließlich ist nach PATTERSON [5]) die Temperatur von keinem Einfluß auf den Ionengehalt der Luft in Metallgefäßen bis in die

---

[1]) l. c., S. 703.
[2]) PATTERSON, Phil. Mag. (6) 6, 237, 1903.
[3]) JAFFÉ, l. c., S. 564.
[4]) l. c., S. 565.
[5]) l. c., S. 235.

Nähe von 450° C, d. h. bis zu dem Punkte, bei dem die glühelektrischen Vorgänge einsetzen, die mit dem Austritt freier Elektronen aus den erhitzten Wänden in Zusammenhang stehen. Hiernach liegt keine experimentelle Stütze für die anfangs ausgesprochene Annahme vor, daß die normale Ionisierung der Luft, auch nur zum Teil, eine Temperaturfunktion sei, sie ist von der in der Glühhitze eintretenden beträchtlichen Leitfähigkeit der Gase in der Nähe fester oder flüssiger Oberflächen ihrem Wesen nach verschieden.

Überblicken wir noch einmal die vorhergegangenen Ausführungen, so stellt sich uns die altbekannte Elektrizitätszerstreuung als eine Erscheinung von eigenartigem Interesse dar. Sie ist teilweise bedingt durch radioaktive Vorgänge, die ihren Sitz in der Erde, den Materialien der Gebäude und Apparate und in der Atmosphäre haben und die ihrerseits zu gewissem Anteile auf die allgemeine Verbreitung der eigentlichen Radioelemente zurückkommen. Daneben sind aber auch Strahlungen beteiligt, die von anderen, bis jetzt nicht den Radioelementen beigezählten Substanzen ausgehen. Es sind schwerwiegende Gründe dafür vorhanden, auch diese Strahlen mit den ersteren wesensgleich zu betrachten, d. h. auch anderen Elementen als dem Uran, Radium, Thorium und Aktinium und deren Abkömmlingen eine eigentliche Radioaktivität, eine aus der Atomenergie stammende Strahlungsfähigkeit, zuzuschreiben.

Trotzdem würde es noch voreilig sein, schon jetzt die spontane Ionisierung der Gase ohne Vorbehalt vollständig in das Gebiet der Radioaktivität zu verweisen. Wir sind in der Tat noch nicht sicher, ob nicht ionisierende Strahlen mit hineinspielen können, die anderen als radioaktiven Ursprungs sind. Man kann hierbei an die jüngsten Versuche von J. J. Thomson[1]) denken, nach denen die Alkalimetalle nicht nur im Lichte, wie bekannt, sondern auch im Dunkeln Kathodenstrahlen aussenden und zwar sowohl im festen Zustande bei gewöhnlicher Temperatur, wie auch als Dämpfe. Diese Substanzen sind nicht im eigentlichen Sinne radioaktiv, ihre Strahlung haftet nicht am Atome, Alkalisalze sind

---

[1]) J. J. Thomson, Phil. Mag. (6) 10, 584, 1905.

durchaus unwirksam. Es soll nicht behauptet werden, daß Strahlen dieser von J. J. THOMSON entdeckten Art von beliebigen Materialien in merkbarer Menge ausgehen, es genügt, darauf hinzuweisen, daß auf dem Gebiete der Eigenstrahlung der Materie noch immer neue Erscheinungen aufgefunden werden.

Freilich sind die experimentellen Schwierigkeiten der hier behandelten Untersuchungen recht groß, sie mehren sich täglich noch durch die zunehmende Verbreitung von Radiumpräparaten in den physikalischen Instituten. Man müßte solche Arbeiten in radiumfreien Räumen, einer Art physikalischer Isolierhäuser gegen Radiuminfektion unter sorgfältiger Überwachung aller verwandten Materialien und stetiger Berücksichtigung der natürlichen Radioaktivität der Erde und der Atmosphäre ausführen.

Diesem Hefte liegt bei: Ein Prospekt von **Gebrüder Borntraeger, Berlin SW 11,** Dessauerstr. 29, betr. **„Physikalisch-chemisches Centralblatt“.** Herausgegeben von Privatdocent Dr. **Max Rudolphi**-Darmstadt.

Jahrg. 4 *Heft 4*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 28. Februar 1906. Nr. 4.

Sitzung vom 9. Februar 1906.

Vorsitzender: Herr M. Planck.

Vor dem Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des Verlustes, welchen die Gesellschaft durch das am 4. Februar erfolgte Ableben ihres langjährigen Mitgliedes, des Privatdozenten an der Universität, Herrn

Dr. Rudolf Schelske,

erlitten hat. Die Anwesenden ehren das Andenken an den Dahingeschiedenen durch Erheben von den Sitzen.

Sodann demonstriert Hr. **E. Gumlich:**

Eine regulierbare Drosselspule.

Ferner spricht Hr. **H. Rubens:**

1. Über einen Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes.
2. Über die Temperatur des Auerstrumpfes.

Endlich berichtet Hr. **W. Nernst:**

1. Über den Schmelzpunkt des Platins und Palladiums (nach gemeinsam mit Hrn. v. WARTENBERG ausgeführten Versuchen).

2. Über die Abhängigkeit der Helligkeit schwarzer Körper von der Temperatur.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. W. BRÜCKMANN, wissenschaftlicher Hilfsarbeiter am Meteorologisch-Magnetischen Observatorium zu Potsdam.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. SCHMIDT.)

Hr. Cand. rer. nat. G. FALCKENBERG, Gr.-Lichterfelde bei Berlin, Karlstr. 91. (Vorgeschlagen durch Hrn. H. ZAHN.)

Hr. L. B. TUCKERMANN, Berlin N., Krausnickstr. 22.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Über die Temperatur des Auerstrumpfes;
von H. Rubens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Februar 1906.)
(Vgl. oben S. 39.)

Vor kurzem habe ich Versuche über das Spektrum des Auerbrenners veröffentlicht[1]), aus welchen sich unter anderem das Emissionsvermögen des glühenden Strumpfes in seiner Abhängigkeit von der Wellenlänge angenähert berechnen läßt. Die hierbei benutzte Methode war folgende: Zunächst wurde die Energieverteilung im Spektrum des glühenden Auerstrumpfes experimentell ermittelt. Alsdann wurde das Verhältnis der Gesamtstrahlung des Auerstrumpfes und eines vollkommen schwarzen Körpers von gleicher Größe und Struktur und beliebiger aber bekannter Temperatur bestimmt. Endlich wurde auf Grund verschiedener Methoden eine Schätzung der Glühtemperatur des Strumpfes vorgenommen, und nun mit Hilfe des STEFANschen Gesetzes das Verhältnis der Gesamtstrahlung des Strumpfes zu derjenigen eines schwarzen Körpers von gleicher Temperatur berechnet. Zeichnete man nun die experimentell ermittelte Energiekurve des Auerstrumpfes und die mit Hilfe der PLANCKschen Formel berechnete Energiekurve des schwarzen Körpers von gleicher Temperatur derart übereinander, daß sich ihre Flächeninhalte verhalten wie die Gesamtstrahlungen der beiden Strahlungsquellen, so ist für jede Wellenlänge das Emissionsvermögen gleich dem Ordinatenverhältnis beider Kurven.

Gegen die Resultate dieser Untersuchung sind von sehr kompetenter Seite, nämlich von den Herren LUMMER und PRINGSHEIM[2]) Einwendungen erhoben worden, welche sich ausschließlich auf die von mir benutzte Methode der Temperaturschätzung, insbesondere auf die Anwendung des HOLBORN-KURLBAUMschen Pyrometers zu

---

[1]) Diese Verhandlungen 7, 346, 1905. Ann. d. Phys. (4) 18, 725, 1905. Phys. ZS. 6, 790, 1905.

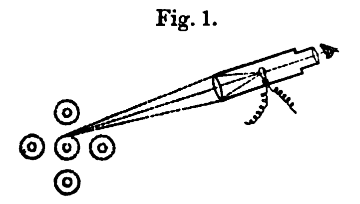
[2]) O. LUMMER u. E. PRINGSHEIM, Phys. ZS. 7, 89, 1906.

diesem Zwecke beziehen. Es läßt sich jedoch leicht zeigen, daß es sich hier um ein Mißverständnis handelt, welches dadurch hervorgerufen worden ist, daß ich diesen Punkt, insbesondere in dem kurzen Bericht über meinen Meraner Vortrag in dieser Zeitschrift, nicht näher berührt habe. Ich sehe mich deshalb veranlaßt, nochmals auf die Versuche und Überlegungen einzugehen, welche mich zu jener Temperaturannahme geführt haben.

Erstens beruht meine Temperaturschätzung nur zum geringsten Teile auf den Angaben des optischen Pyrometers. Die wesentlichste Stütze erhält dieselbe durch die Tatsache, daß auf dem ganzen untersuchten Spektralgebiet von 0,45 bis 18 μ bei einer Wahl der Strumpftemperatur von 1800° abs. sämtliche Emissionsvermögen unter 1 bleiben. Wäre die Strumpftemperatur zu niedrig angenommen[1]), so müßte mit großer Wahrscheinlichkeit an irgend einer Stelle dieses fünf bis sechs Oktaven umfassenden Spektralgebietes das berechnete Emissionsvermögen die Einheit überschreiten. Aber dieser Fall tritt nicht ein und ebenso ergeben sich für die Reststrahlen von Flußspat und Steinsalz, wie ich gleichfalls festgestellt habe, Emissionsvermögen des Auerstrumpfes von 0,78 bzw. 0,85. Es ist hiernach zwar nicht ausgeschlossen, aber recht unwahrscheinlich, daß die Strumpftemperatur wesentlich höher ist, als angenommen wurde.

Zweitens habe ich das optische Pyrometer bei meinen Versuchen in einer Weise verwendet, welche mir ein Urteil über die „Schwärze“ des untersuchten Objektes gestattete. Ich verfuhr dabei folgendermaßen: Die „schwarze“ Temperatur eines Glühstrumpfes wurde durch Anvisieren des Strumpfrandes unter Einschaltung eines blauen oder eines roten Glases mit Hilfe des optischen Pyrometers gemessen. Dabei ergaben sich die bekannten sehr bedeutenden Unterschiede der „schwarzen“ Temperatur des Glühstrumpfes für blau und rot (etwa 200°). Alsdann wurden vier weitere Auerbrenner in der in der nebenstehenden Figur angedeuteten Weise in sternförmiger Anordnung

Fig. 1.



[1]) Zu hoch kann meine Temperaturannahme keinesfalls sein, da das optische Pyrometer unter allen Umständen Minimaltemperaturen anzeigt.

möglichst dicht um den erstgenannten aufgestellt. Es ergab sich nun, daß die „schwarze“ Temperatur im Rot gestiegen war, sich dagegen im Blau nicht geändert hatte.

Dieser Versuch beweist, daß das Emissionsvermögen des Strumpfes im Blau sehr hoch sein muß und von dem Wert 1 nicht sehr verschieden sein kann.

Geht aus dem vorstehenden auch wohl zur Genüge hervor, daß meine Annahme über die Temperatur des Auerstrumpfes keineswegs unbegründet ist, so muß doch zugegeben werden, daß diese Temperaturschätzung das unsicherste Glied der Schlußkette bildet, als deren Ergebnis die Emissionsvermögen zustande kommen.

Ich habe deshalb die Versuche zur Bestimmung der Temperatur weiter fortgesetzt. Das Ergebnis dieser neuen Untersuchung ist eine vollkommene Bestätigung meiner bisherigen Annahme über die Temperatur des Auerstrumpfes.

Die von mir benutzte Methode beruht wiederum auf der Anwendung des optischen Pyrometers und kann in gewissem Sinne als eine Vervollkommnung der in dem vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Versuchsanordnung aufgefaßt werden. Die „schwarze“ Temperatur, welche das Pyrometer anzeigt, fällt mit der wahren für alle Wellenlängen zusammen, wenn es sich um die Untersuchung eines vollkommen schwarzen Körpers handelt. Um nun den Auerstrumpf nach Möglichkeit zu „schwärzen“, verwendete ich ein Mittel, welches zuerst von Herrn F. Paschen[1]) angegeben und benutzt worden ist.

Der untersuchte Auerbrenner mit Zugzylinder wurde in den Mittelpunkt einer kugelförmigen, innen versilberten Glasglocke gebracht, welche man aufsetzen und entfernen konnte, ohne daß Brenner und Strumpf dadurch erschüttert wurden. Durch ein kleines kreisförmiges Loch von 1 cm Durchmesser wurde eine nahe dem Kugelmittelpunkt befindliche Stelle des Strumpfrandes mit dem Pyrometerfernrohr anvisiert und abwechselnd die „schwarze Temperatur“ bei Einschaltung eines blau- bzw. rotdurchlässigen Strahlenfilters gemessen. Dieses geschah sowohl bei aufgesetzter als auch bei abgenommener Silberglocke.

---

[1]) F. Paschen, Wied. Ann. 60, 719, 1897.

Es war von vornherein nicht zu erwarten, daß durch das Aufsetzen der Silberglocke der Auerstrumpf wie ein vollkommen schwarzer Körper strahlen würde, da die von der Theorie vorgeschriebenen Bedingungen praktisch nicht vollkommen erfüllt werden können. So fehlten infolge der unteren, oberen und seitlichen Öffnung etwa 7 Proz. der reflektierenden Glockenoberfläche. Außerdem befanden sich im Innern der Glocke einige nicht leuchtende, absorbierende Gegenstände, wie Brennerkopf, Brennerfuß und Zuleitungsrohr; endlich war das Reflexionsvermögen der Versilberung nicht gleich 1, sondern betrug nur 0,912 bis 0,936. Dennoch war die schwärzende Wirkung der Glocke eine sehr erhebliche, welche insbesondere durch die starke Vermehrung der roten Strahlung auch dem unbewaffneten Auge sofort erkennbar war.

Die Messungen mit dem optischen Pyrometer ergaben nun in Übereinstimmung mit dem früheren Versuch eine sehr geringe Zunahme der schwarzen Temperatur im Blau, eine sehr bedeutende im Rot. Von den vielen untereinander gut übereinstimmenden Versuchsreihen, welche mit verschiedenen Strümpfen in der oben beschriebenen Weise angestellt worden sind, will ich eine herausgreifen, bei welcher die Ablesungen von zwei verschiedenen Beobachtern (*K* und *R*) vorgenommen wurden. Auf dem Brennerkopf befand sich die untere zylindrische Hälfte eines Degea-Auerstrumpfes, welche sich ohne Strumpfhalter leicht auf dem Brennerkopf befestigen läßt. Die ganze Oberfläche dieses Glühkörpers leuchtete fast gleichmäßig hell. Dennoch waren mit Hilfe des optischen Pyrometers noch Temperaturunterschiede von 50° an verschiedenen Stellen erkennbar. Die Glocke wurde wiederholt aufgesetzt und abgenommen und stets ergaben sich unter den gleichen Verhältnissen die gleichen Resultate.

Letztere sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Farbe	ohne Glocke		mit Glocke	
	K	*R*	*K*	*R*
Blau $\lambda = 0{,}470\,\mu$	1555	1558	1573	1578
Rot $\lambda = 0{,}650\,\mu$	1340	1343	1440	1437

Während also durch das Aufsetzen der Glocke die „schwarze Temperatur“ im Blau nur um 19° steigt, wächst sie im Rot um

98°. Es entspricht dies einem Anwachsen der photometrischen Helligkeit im Blau um 19 Proz., im Rot dagegen auf das 2,2fache des Anfangwertes [1]).

Ohne Zweifel rührt nun aber die im Blau beobachtete geringe Erhöhung der Strahlungsintensität sogar nur zum Teil von der schwärzenden Wirkung der Glocke her. Sicherlich ist sie teilweise durch eine faktische Temperaturerhöhung des Strumpfes herbeigeführt, welche dadurch eintritt, daß der Glühkörper bei aufgesetzter Silberglocke einen nicht unbeträchtlichen Teil seiner Gesamtemission zurückerhält. Es handelt sich hierbei natürlich nur um solche Strahlung, welche den Glaszylinder zweimal zu durchdringen vermag und welche etwa auf $^1/_6$ der Gesamtemission des Glühstrumpfes geschätzt werden kann.

Die schwärzende Wirkung der Glocke, welche im Rot die Intensität reichlich verdoppelt, ist also im Blau, wenn überhaupt vorhanden, jedenfalls verschwindend klein. Man muß hieraus den Schluß ziehen, daß der Glühstrumpf auch ohne Glocke im Blau schon beinahe „schwarz“ ist und daß das von mir angegebene hohe Emissionsvermögen des Auerstrumpfes im Blau jedenfalls angenähert den Tatsachen entspricht oder, was auf dasselbe herauskommt, daß meine Annahme bezüglich der Temperatur des untersuchten Strumpfstückes sich als zutreffend erweist.

Als mittlere Temperatur des strahlenden Strumpfstückes hatte ich 1527° C angenommen. Die Maximaltemperatur lag etwa 30° höher [2]). Bei den meisten Glühstrümpfen verschiedener Herkunft,

---

[1]) Um an einer Strahlungsquelle mit bekannten Eigenschaften die Wirkung der Glocke zu erproben, wurde eine Deutsche Vereins-Paraffin-Kerze, deren wahre Temperatur durch die Messungen von Herrn Kurlbaum (Phys. ZS. 3, 187 u. 232, 1902) und deren Emissionsvermögen durch Beobachtungen der Herren Lummer und Pringsheim (Phys. ZS. 3, 233, 1902) bekannt ist, mit und ohne Glocke auf ihre „schwarze“ Temperatur im Rot untersucht. Es ergab sich, daß die „schwarze Temperatur“ im hellsten Teil der Flamme durch Aufsetzen der Glocke von 1200° auf 1310° gestiegen war. Die wahre Temperatur beträgt etwa 1430°, das Emissionsvermögen angenähert 0,2. Wir haben also hier ganz ähnliche Verhältnisse, wie bei dem Auerstrumpf im Rot.

[2]) Die Maximaltemperatur des Glühstrumpfes mit und ohne Zugglas unterscheidet sich nur wenig (etwa 20°), wenn man in beiden Fällen Luft- und Gaszuführung sorgfältig bis zur günstigsten Wirkung reguliert (vgl. meine Abh. Ann. d. Phys., S. 726). Bei dem Ceriumoxydstrumpf habe ich überhaupt keine Änderung der Temperatur beim Aufsetzen des Zugzylinders bemerken können.

welche ich mit Hilfe des optischen Pyrometers und der Silberglocke auf ihre Temperatur untersucht habe, ergaben sich Maximalwerte von 1560 bis 1590° [1]).

In gleicher Weise habe ich auch den Ceriumoxydstrumpf mit Hilfe der Silberglocke nochmals auf seine Glühtemperatur untersucht. Auch hier war nicht zu erwarten, daß das Resultat dieser neuen Messung von dem früher angegebenen Wert (1050 bis 1100° C auf dem untersuchten Strumpfstück) wesentlich abweichen würde, da der Ceriumoxydstrumpf bei höherer Temperatur ähnlich dem Eisenoxydstrumpf eine dunkelbraune Farbe zeigt. Bei Zimmertemperatur erscheint ein Ceroxydstrumpf im Tageslicht blaßgelb; erwärmt man ihn aber um einige hundert Grad, so wird er erst schmutziggrün und mit weiter steigender Temperatur dunkelbraun; erst dann fängt er an zu leuchten. Sein Emissionsvermögen wächst offenbar stark mit steigender Temperatur. Mit dem optischen Pyrometer gemessen, zeigte er im normalen Glühzustande für alle Farben fast die gleiche „schwarze" Temperatur, nämlich 1103° C an seiner heißesten Stelle. Nur im Rot ergab sich die „schwarze" Temperatur um etwa 12° niedriger. Außerdem blieben unter Annahme einer mittleren Temperatur von 1077° C für das untersuchte Strumpfstück sämtliche Emissionsvermögen in dem ganzen untersuchten Spektralgebiet unter eins.

Setzte man nun die Silberglocke über den mit Zugzylinder versehenen leuchtenden Cerstrumpf, so verschwanden die Unterschiede in der „schwarzen" Temperatur für die verschiedenen Farben vollkommen und dieselbe stieg an der heißesten Stelle von 1103 auf 1115° C. Aber auch hier ist es wiederum sehr zweifelhaft, ob man die so erhaltene sehr geringe Erhöhung der schwarzen Temperatur auf Rechnung der schwärzenden Wirkung der Glocke setzen darf oder ob es sich um eine faktische Temperaturerhöhung des Strumpfes handelt; denn auch von der Gesamt-

[1]) Dagegen konnte ich schon mit unbewaffnetem Auge bedeutend höhere Glühtemperaturen konstatieren, wenn ich statt eines ganzen Glühstrumpfes nur ein ganz kleines, aus wenigen Fäden bestehendes Stückchen der Strumpfmasse in den äußeren Flammensaum eines Bunsenbrenners brachte. In solchen Fällen habe ich wiederholt ohne Anwendung der Glocke schwarze Temperaturen im Blau zwischen 1700 und 1800° C beobachtet. Mit Stücken von einigen Quadratcentimetern Fläche ist mir dies nie gelungen. Ich beabsichtige, die interessante Erscheinung eingehender zu untersuchen.

strahlung des Cerstrumpfes geht ein beträchtlicher Teil durch den Glaszylinder hindurch. Die beobachtete Temperaturerhöhung ist aber außerdem an sich so gering, daß keinesfalls eine Veranlassung für mich vorliegt, an meinen früheren Angaben irgend eine Änderung vorzunehmen.

Daß es sich bei dem von mir berechneten Emissionsvermögen, welches bei dem Auerstrumpf an den verschiedenen Stellen des Spektrums im Verhältnis 100 zu 1 variiert und außerdem von Strumpfexemplar zu Strumpfexemplar je nach dem Cergehalt für die gleiche Wellenlänge außerordentlich verschieden ist [1]), nicht um große Genauigkeiten handeln kann, sondern daß hier Unsicherheiten von 20 Proz. und mehr vorkommen können, ist wohl selbstverständlich. Schon die Art, wie die Emissionskurve des Glühstrumpfes aus der Energieverteilung des Auerbrenners und der Bunsenflamme abgeleitet wird, ergibt Fehler von dieser Größenordnung. Sind aber die von mir angegebenen Emissionsvermögen im sichtbaren Gebiet angenähert richtig, so sind sie es im ultraroten a fortiori, denn hier ist der Einfluß eines Fehlers in der Temperaturannahme weit geringer als im Gebiet der kurzen Wellenlängen.

Ich möchte endlich diese Gelegenheit benutzen, um auf eine sehr verdienstvolle Arbeit über den Auerstrumpf hinzuweisen, welche mir bei meiner ersten Publikation entgangen ist. Herr CH. ED. GUILLAUME hat in der Revue Générale des Sciences eine Reihe von Aufsätzen über Strahlung veröffentlicht, deren einer sich mit der Theorie des Glühstrumpfes beschäftigt [2]). Nicht nur stellt sich Herr GUILLAUME in dieser Arbeit vollkommen auf den von mir vertretenen Standpunkt von LE CHATELIER und BOUDOUARD, sondern er äußert auch bereits dieselbe Hypothese über die Wirkung des Cers im Auerstrumpf, welche durch meine Versuche bestätigt worden ist.

Charlottenburg, Physikal. Institut der Techn. Hochschule, Februar 1906.

[1]) Da, wie ich gezeigt habe, das Absorptionsvermögen des Auerstrumpfes lediglich durch seinen Cergehalt bedingt wird, und da das Cer bei längerem Gebrauch aus den Strümpfen teilweise verdampft, ändert sich auch ihr Emissionsvermögen sehr stark mit zunehmender Brenndauer. Besonders stark macht sich dies im langwelligeren Teil des sichtbaren Spektrums bemerkbar. Ein neuer Strumpf leuchtet stets rötlicher als ein alter.

[2]) CH. E. GUILLAUME, Revue des Sciences 12, 422, 1901.

Über den Schmelzpunkt des Platins und Palladiums; von W. Nernst und H. v. Wartenberg.

(Aus dem Institut f. physik. Chemie an der Universität Berlin.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Februar 1905.)

(Vgl. oben S. 40.)

Für die Bestimmung hoher Temperaturen, die insbesondere auch für die Ermittelung chemischer Gleichgewichte in Gasen von Bedeutung ist, erschien es erwünscht, zu dem Schmelzpunkt des Goldes weitere Fixpunkte bei höheren Temperaturen zu ermitteln; als geeignete Metalle empfehlen sich in erster Linie Platin und Palladium.

Bereits vor etwa zwei Jahren hat der eine von uns (W. Nernst) Versuche zur Bestimmung des Schmelzpunktes des Platins auf luftthermometrischem Wege in Angriff genommen; das Luftthermometer war aus Iridium gefertigt und befand sich in einem elektrisch geheizten Iridiumofen. Die Vorversuche lehrten, daß mit Stickstoffüllung sich auf diesem Wege jedenfalls hinreichend genaue Messungen würden ausführen lassen. Die Kleinheit des benutzten Luftthermometers aber, dessen Inhalt nur 4,93 ccm betrug, setzten der Genauigkeit bald gewisse Grenzen; der Benutzung erheblich größerer Dimensionen aber steht der hohe Preis der Iridiumapparate im Wege.

Die im nachfolgenden beschriebenen Messungen wurden daher auf strahlungstheoretischer Grundlage unternommen und zwar wurde das Wannerpyrometer[1]) verwendet.

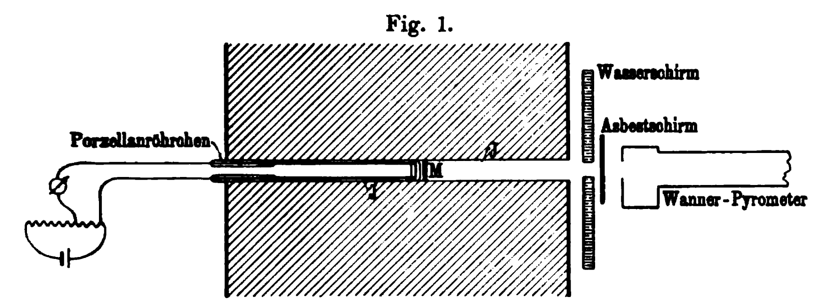
In dem Iridiumofen J von 20 cm Länge und 2 cm Weite (vgl. Figur) befand sich ein dünnes Plättchen M aus Magnesia, das mit Eisenoxyd geschwärzt war. Zwei Iridiumstäbe von 10 cm Länge und etwa 1 qmm Querschnitt waren durch einen Platindraht von etwa 1 cm Länge verbunden, welcher von Heraeus als reinstes Platin geliefert worden war. Die herausragenden Enden führten zu einer Stromquelle von einigen hunderstel Volt und einem

---

[1]) Wanner, Phys. ZS. 1, 226, 1900.

empfindlichen Galvanometer. Die andere Seite des Plättchens wurde mit dem Wannerpyrometer anvisiert; da dieses gegen Temperatureinflüsse empfindlich ist, so wurde ein flaches Blechgefäß, das von kaltem Wasser durchflossen wurde und in der Mitte eine Öffnung hatte, dazwischen geschaltet; auch diese Öffnung wurde nur im Augenblick der Beobachtung frei gegeben und sonst durch einen Asbestschirm verschlossen.

Fig. 1.



Zur Kontrolle der ganzen Versuchsanordnung wurde sehr häufig der Goldschmelzpunkt bestimmt, wobei die leitende Verbindung zwischen den beiden Iridiumstäben durch einen Golddraht von 0,18 mm Dicke vermittelt wurde. Es ergaben sich folgende Zahlen, ausgedrückt in Graden des benutzten Instrumentes.

Tabelle 1.

Noch nicht geschmolzen	Geschmolzen	Mittel
25,6	26,4	26,0
25,8	26,1	26,0
25,2	26,0	25,6
25,7	26,2	25,9
		Mittel 25,9

Bei obigen Versuchen wurde die Temperatur des Ofens langsam gesteigert und alle halbe Minute eine Ablesung gemacht. Aus der höheren Temperatur, bei der der Golddraht noch leitete und der niedrigsten, bei der er geschmolzen war, wurde das Mittel genommen.

Bei der Bestimmung des Platinschmelzpunktes zeigten sich merkliche Unterschiede, je nachdem die Erhitzung rasch oder langsam erfolgte und zwar in dem Sinne, daß der Schmelzpunkt

um so höher lag, je länger die Erhitzung dauerte. Der Grund hiervon ist offenbar in der Zerstäubung des Iridiums zu erblicken; schon kleine Mengen, welche das Platin aufnimmt, scheinen den Schmelzpunkt stark zu erhöhen. Zur Vermeidung dieser Fehlerquelle, die bis zu etwa fünf Wannergraden anstieg, wurde der Platindraht in ein Zirkonröhrchen eingekittet und es wurden die Versuche außerdem mit einem dünnen und einem dicken Platindraht ausgeführt. Es ergaben sich folgende Zahlen, ausgedrückt in Graden des Instrumentes und zwar gemessen mit vorgeschaltetem Rauchglas.

Tabelle 2.

Noch nicht geschmolzen	Geschmolzen	Mittel	Drahtdicke in Millimeter
40,0	42,8	41,0	0,03
43,0	43,2	43,1	0,08
43,0	44,0	43,5	0,18
42,8	43,4	43,1	0,18
		Mittel 42,9	

Aus dem Umstande, daß die Versuche mit dem dünnen und dem dicken Platindraht fast völlig miteinander übereinstimmen, kann man wohl schon mit Wahrscheinlichkeit schließen, daß eine Verunreinigung mit Iridium bei obigen Versuchen nicht mehr in merklicher Weise eingetreten ist. Zur größeren Sicherheit aber wurde noch eine weitere Reihe von Messungen ausgeführt, bei welchen der Iridiumofen durch einen solchen aus Platin mit 30 Proz. Iridium ersetzt wurde. Da diese Legierung erheblich höher schmilzt als reines Platin, konnte der Schmelzpunkt des Platins in der gleichen Weise wie mit einem Iridiumofen ermittelt werden. Da auf der anderen Seite eine Zerstäubung von Iridium jedenfalls sehr viel geringer ist, als bei einem Ofen aus reinem Iridium [1]), so hätte sich ein niedriger Wert für den Platinschmelzpunkt ergeben müssen, wenn die erwähnte Fehlerquelle bei den obigen beschriebenen Versuchen nicht beseitigt worden wäre.

[1]) Dies ließ sich auch daraus schließen, daß beim Iridiumofen an den äußeren kalten Enden stets ein schwarzer Belag von Iridium auftrat, während sich diese Erscheinung beim Platiniridiumofen in nur ganz geringem Maße zeigte.

Der untersuchte Draht war übrigens auch in Zirkonröhrchen eingekittet.

Tabelle 3.

Noch nicht geschmolzen	Geschmolzen	Mittel	Drahtdicke in Millimeter
41,0	42,5	41,7	0,08
42,6	43,0	42,8	0,08
42,6	42,9	42,8	0,08
		Mittel 42,5	

Schließlich folgen noch einige Versuche, die mit einer neuen Probe reinsten, von HERAEUS bezogenen Platindrahtes ausgeführt wurden.

Tabelle 4.

Noch nicht geschmolzen	Geschmolzen	Mittel	Drahtdicke in Millimeter
42,3	43,0	42,6	0,10
41,7	42,5	42,1	0,10
40,8	42,0	41,4	0,10
41,8	42,2	42,0	0,10
		Mittel 42,0	

Als wahrscheinlichste Mittelwerte setzen wir:

Schmelzpunkt des Goldes 25,9,
" " Platins 42,4 (mit Rauchglas).

Die dem Instrument mitgegebene Tabelle liefert für 25,9 1058 anstatt 1064°, für den Schmelzpunkt des Platins (mit Berücksichtigung der Lichtschwächung durch das Rauchglas) 1768° und, indem wir für die kleine Abweichung vom Schmelzpunkt des Goldes korrigieren, 1777°.

Prüfung des Pyrometers.

Wie oben erwähnt, mußte bei der Bestimmung des Platinschmelzpunktes ein Rauchglas vorgeschaltet werden, nicht aber bei der Eichung mit dem Goldschmelzpunkt. Ein Vergleich der Angaben des Instrumentes mit und ohne Rauchglas enthält folgende Tabelle; die Zahlen sind durch Anvisierung des geschwärzten

Magnesiaplättchens, das sich in dem Iridiumofen befand, erhalten; zur näheren Orientierung sind auch die am Teilkreise des Instrumentes abgelesenen Grade verzeichnet:

Tabelle 5.

Ohne Rauchglas		Mit Rauchglas		Differenz der Celsiusgrade
Teilkreis	Celsiusgrad	Teilkreis	Celsiusgrad	
65,8	1329	10,5	1335	+ 6
67,0	1342	10,0	1327	— 15
74,1	1433	16,7	1439	+ 6
77,5	1495	20,0	1493	— 2
78,5	1518	21,9	1516	— 2
79,3	1565	27,0	1575	+ 10
80,6	1574	26,0	1563	— 9
83,0	1662	35,0	1671	+ 9

Ferner suchten wir die Optik des Instrumentes einer möglichst genauen Prüfung zu unterziehen. Es schien dies um so lohnender, als die Einstellungen des Instrumentes sich mit überraschender Genauigkeit ausführen ließen; selbst bei heller Weißglut entspricht die Sicherheit der Einstellungen Temperaturbestimmungen bis auf mindestens 2 bis 3 Celsiusgrade.

Es wurde bei verschiedenen Temperaturen eines Platiniridiumofens eine darin befindliche mit Manganoxyd geschwärzte Magnesiascheibe mit dem Instrument anvisiert und hierauf durch einen rotierenden Sektor ihre Helligkeit in genau bekannter Weise heruntergedrückt. In der folgenden Tabelle befinden sich unter I die Ablesungen ohne Lichtschwächung, unter II diejenigen, während ein Sektor vor dem Instrument rotierte, welcher die unter III angegebene Lichtschwächung verursachte. Es kamen zwei verschiedene Sektoren zur Verwendung, von denen der erste vier größere radiale Schlitze, der zweite zwei kleinere besaß. Die Sektoren waren aus geschwärztem Zinkblech geschnitten und rotierten auf der Achse eines kleinen Elektromotors. In der vierten Kolumne befindet sich der Ausdruck $\frac{tg^2 \alpha_2}{tg^2 \alpha_1}$ berechnet, der das Verhältnis der Lichtintensitäten mit und ohne Sektor bei vollkommener Optik des Instruments angeben und daher mit den

Zahlen der dritten Kolumne identisch sein sollte. Dies ist annähernd der Fall; doch liegen die Abweichungen sämtlich im gleichen Sinne und bedürfen daher einer Berücksichtigung. Durch Probieren ergab sich, daß der Ausdruck $\frac{tg^2 0{,}995\,\alpha_2}{tg^2 0{,}995\,\alpha_1}$, der sich in der letzten Kolumne befindet, einen hinreichenden, im Mittel sogar vorzüglichen Anschluß an den Sollwert liefert.

Tabelle 6.

I α_1	II α_2	III Sektoren-schwächung	IV $\frac{tg^2\alpha_2}{tg^2\alpha_1}$	V $\frac{tg^2 0{,}995\,\alpha_2}{tg^2 0{,}995\,\alpha_1}$
58,9	25,8	0,0862	0,0850	0,0860
60,5	27,3	0,0862	0,0853	0,0863
62,2	28,8	0,0862	0,0840	0,0853
73,5	44,2	0,0862	0,0830	0,0856
74,4	46,3	0,0862	0,0854	0,0882
75,7	48,5	0,0862	0,0828	0,0862
				0,0863 Mittel
42,5	24,3	0,240	0,243	0,244

Es gilt somit für unser Instrument für die Lichtintensitäten J, die einem Ablenkungswinkel α entsprechen,

$$J \; prop. \; tg^2 0{,}995\,\alpha.$$

Ferner war die durch das Rauchglas verursachte Schwächung des Lichtes zu bestimmen. Auch dies ließ sich am genauesten mit Hilfe von rotierenden Sektoren ausführen. Es wurde der Iridiumofen anvisiert, während einmal (α_1) das von ihm ausgesandte Licht durch das benutzte Rauchglas, sodann (α_2) durch einen rotierenden Sektor geschwächt wurde. Dann beträgt der reziproke Wert der Lichtschwächung durch das Rauchglas

$$x = \frac{tg^2 0{,}995\,\alpha_2}{tg^2 0{,}995\,\alpha_1} \cdot \frac{1}{n},$$

worin n die geometrisch ausgemessene Schwächung durch den Sektor bedeutet.

Tabelle 7.

α_1	α_2	n	x
16,0	36,7	0,0431	157
22,6	46,0	0,0432	143
41,0	72,3	0,0862	147

Der letzte Wert ist als Mittel zahlreicher Messungen der sicherste. Weniger genau ist die Bestimmung durch Anvisieren einer Lichtquelle mit und ohne Rauchglas; dann wird einfach (vgl. Tab. 5)

$$x = \frac{tg^2\, 0{,}995\, \alpha_2}{tg^2\, 0{,}995\, \alpha_1}.$$

Tabelle 8.

α_1	α_2	x
67,0	10,0	175
65,8	10,5	141
74,4	15,9	152
74,1	16,7	132
77,5	20,0	146
78,5	21,9	134
		Mittel 146

Als wahrscheinlichsten Mittelwert setzen wir schließlich

$$x = 147,$$

der wohl bis auf etwa 2 Proz. sicher sein dürfte.

Schließlich wurde noch die Angabe des Lieferanten des Instrumentes geprüft, wonach der Apparat auf die Linie D_1 eingestellt sein sollte. Dies geschah einfach durch Anvisieren einer Natriumflamme, welche in der Tat die eine Hälfte des Gesichtsfeldes stark aufhellte. Zur weiteren Kontrolle wurde der Iridiumofen mit und ohne vorgeschaltete Natriumflamme bei zwei verschiedenen Temperaturen anvisiert. Die in folgender Tabelle angegebenen Temperaturen sind nach den weiter unten angegebenen Formeln berechnet:

Tabelle 9.

Ofen ohne Flamme	Ofen mit Flamme
1397	1483
1551	1584

Ohne Natriumperle lieferte die Einschaltung der Flamme eine minimale Schwächung (etwa 0,2 Teilstriche). Man kann extrapolieren, daß bei einer Temperatur von etwa 1680 das Vorschalten der Natriumflamme keine Änderung mehr hervorbringen würde und dies würde also (nach KURLBAUM nur angenähert) die Temperatur des (lumineszenzfrei) glühenden Natriumdampfes sein. Auf diesen Wert sei hier gar kein Gewicht gelegt, aber der Umstand, daß er wenigstens roh stimmt, beweist mit Sicherheit, daß unser Instrument genau auf eine Natriumlinie eingestellt ist.

Berechnung des Schmelzpunktes von Platin und Palladium.

Setzen wir die Lichtemission für Natriumlicht beim Schmelzpunkte des Goldes J_0, so ergibt sich nunmehr diejenige beim Schmelzpunkt des Platins:

$$\frac{J}{J_0} = \frac{tg^2\,0{,}995\,.\,42{,}4}{tg^2\,0{,}995\,.\,25{,}9} \cdot 147 = 517.$$

Das WIEN-PLANCKsche Gesetz liefert:

$$J = c_1\,\lambda^{-5}\,\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}.$$

Für den Schmelzpunkt des Goldes ($T = 1064 + 273$) wird

$$J_0 = c_1\,\lambda^{-5}\,\frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda\,.\,1337}} - 1}$$

und somit folgt für den Schmelzpunkt des Platins, da wir 1 vernachlässigen dürfen,

$$ln\,517 = \frac{c_2}{1337} - \frac{c_2}{T},$$

woraus sich, indem wir $\lambda = 0{,}5896\,\mu$ und $c_2 = 14\,600$[1]) setzen, der Schmelzpunkt des Platins in gewöhnlicher Zählung zu

$$2017 - 273 = 1744$$

berechnet.

Unmittelbar, nachdem die oben beschriebene Prüfung des Instrumentes beendet war, wurde in einem Platiniridiumofen hintereinander, um möglichst alle Veränderungen oder sekundäre Störungen auszuschließen, der Schmelzpunkt von Gold, Palladium und Platin noch einmal bestimmt und zwar in der Reihenfolge, wie unten angegeben:

Tabelle 10.

I Gold	II Platin (Rauchglas)	III Palladium (Rauchglas)	IV Gold
26,8	43,1	25,4	26,8
26,0	43,5	25,1	26,6
26,0	43,2	25,2	—
—	45,5 (?)	25,3	—
—	—	25,2	—

Bei dem mit einem Fragezeichen versehenen Wert für Platin war der benutzte Draht sehr langsam im Ofen erhitzt worden; wahrscheinlich hat er trotz der Umhüllung durch ein Zirkonröhrchen etwas Iridium aufgenommen. Beim Palladium trat, wie bei seinem viel niedrigeren Schmelzpunkt zu erwarten, eine Störung durch Aufnahme von Iridium nicht auf. Als wahrscheinlichste Werte nehmen wir:

Gold	Platin	Palladium
26,5	43,2	25,2

woraus sich genau wie oben die Schmelzpunkte

(1064)	1745	1541

ergeben. Diese Werte möchten wir zugleich als unsere definitiven ansehen.

Bezüglich der Fehlerquellen dürfte zu bemerken sein, daß die Lichtintensitäten bis auf etwa 2 Proz. sicher sein dürften;

[1]) Lummer und Pringsheim, Verh. D. Phys. Ges. 5, 3, 1903.

dies bedeutet aber, daß obige Zahlen, was die Temperaturmessung anlangt, bis auf etwa 2 Celsiusgrade genau bestimmt wären.

Der von uns benutzte Wert der Strahlungskonstante (14 600) dürfte auf $^1/_2$ Proz. sicher sein; hier ist zu bemerken, daß eine Variation um 1 Proz. die absolute Temperatur des Platinschmelzpunktes um etwa $^1/_2$ Proz. ändern würde; hier scheint also (bis genauere Messungen jener Konstante vorliegen werden) eine Unsicherheit von etwa 5 Celsiusgraden vorzuliegen (beim Palladium etwa 3°).

Was schließlich die Frage anlangt, ob unser geschwärztes Magnesiaplättchen als schwarzer Körper strahlt, so konstatierten wir, daß selbst Metallflächen nur eine unbedeutend geringere Helligkeit besaßen, wie auch wohl zu erwarten, weil die strahlende Substanz sich in einem nahe gleich temperierten Hohlraume befand. Ein Fehler würde übrigens erst entstehen, wenn obenein bei unseren Plättchen das Verhältnis der wirklichen zur schwarzen Strahlung sich mit der Temperatur änderte.

Der Vergleich unserer Zahlen mit neueren Bestimmungen anderer Beobachter liefert:

Tabelle 11.

Beobachter	Methode	Metall	Schmelzpunkt
Holborn und Henning[1] . . .	Thermoelement	Palladium	1535
„ „ „ . .	Optisch	„	1540 — 1549
Nernst und v. Wartenberg .	„	„	1541
Holborn und Henning	Thermoelement	Platin	1710
„ „ „ . . .	Optisch	„	1718 — 1729
Harker[2])	Thermoelement	„	1710
Nernst und v. Wartenberg .	Optisch	„	1745

Zum Schluß möchten wir unsere Erfahrungen in folgende Sätze zusammenfassen:

1. Das Wannerpyrometer liefert bei vorsichtiger Handhabung überraschend genaue Zahlen; es empfiehlt sich, bei genauen Messungen den durch das Glühlämpchen geschickten Strom stets mittels eines Strommessers zu kontrollieren.

[1]) Holborn und Henning, Ber. d. Berl. Akad. 1905, S. 316.
[2]) Harker, Chem. News 91, 250, 1905.

2. Die Einstellung auf die Amylacetatlampe läßt sich zwar für manche Zwecke hinreichend sicher ausführen; für sehr genaues Arbeiten wird man eine Eichung mit dem Goldschmelzpunkte vorziehen und zwar, um auch geringfügige Schwankungen in der Helligkeit der Glühlampe (z. B. durch die durch längeres Brennen erfolgte Erwärmung des Gehäuses) möglichst auszuschließen, unmittelbar vor und nach den definitiven Beobachtungen.

3. Die Optik des Instrumentes muß, wenn die Angaben, zumal bei höheren Temperaturen, einigermaßen zuverlässig sein sollen, für jedes Instrument besonders geprüft werden; die theoretische Formel $J \; prop. \; tg^2 \alpha$ wird wohl immer nur annähernd gelten und es muß eine empirische Korrektion gesucht werden. Als solche bewährte sich bei unserem Instrument der Ausdruck $J \; prop. \; tg^2 m \alpha$, worin m eine nahe bei 1 liegende Zahl ist. Die Benutzung rotierender Sektoren hat sich zur Ermittelung des Zahlenwertes von m wie auch zur Eichung der Rauchgläser gut bewährt.

4. Unter der Annahme, daß die Konstante des Wien-Planckschen Gesetzes 14600 beträgt, und indem der Schmelzpunkt des Goldes 1064° gesetzt wurde, ergab sich für den Schmelzpunkt des Platins 1744° und für denjenigen des Palladiums 1541°.

Jahrg. 4 Heft 5

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 15. März 1906. | Nr. 5.

Sitzung vom 23. Februar 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. **R. Wachsmuth** berichtet:

Über Tonerzeugung in Orgelpfeifen,
nach gemeinsam mit Hrn. A. KREIS angestellten Versuchen.

Ferner spricht Hr. **H. v. Wartenberg** (a. G.) über:

Bestimmung hoher Temperaturen mit Hilfe chemischer Gleichgewichte und der beiden Wärmesätze.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Frl. LOUISE FRIEDBURG, Berlin W., Motzstr. 37.
(Vorgeschlagen durch Hrn. WILHELM H. WESTPHAL.)

Hr. GEORG GEHLHOFF, Assistent am kgl. meteorologischen Institut zu Potsdam.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Hr. Dr. R. BERNOULLI, Physiker der Firma E. LEYBOLD Nachf., Köln, Spichernstr. 50.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Über Tonerzeugung in Orgelpfeifen;
von R. Wachsmuth und A. Kreis.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Februar 1906.)
(Vgl. oben S. 59.)

Es gibt zwei Wege, auf denen man einen Resonator, z. B. eine einseitig verschlossene Glasröhre, zu dauerndem Tönen zwingen kann.

Entweder läßt man eine Stimmgabel über der Mündung schwingen. Dann wird die Luft des Resonators in starke Bewegung versetzt, wenn die Periode der Luftschwingung mit der Schwingungszahl der Stimmgabel übereinstimmt. Aber auch nur dann. Oder man kann den Resonator anblasen. Es fragt sich, wie ein Luftstrom, der unter einem kleinen Winkel gegen den Rand geblasen wird, die Luft im Innern in Bewegung setzt.

Die Anschauung, welche Herr Hensen [1]) vertritt, besagt, daß jeder Luftstrom die umgebende ruhende Luft in seine Bewegung hineinzieht. Es entstehen so auf beiden Seiten einer strömenden Lamelle rechtwinkelig zu ihr sekundäre Ströme. Bläst jetzt eine solche Lamelle an einem Resonator vorbei, so entzieht der ihm entnommene („innere") sekundäre Strom so viel Luft, daß eine Luftverdünnung eintritt, welche dem Druck des „äußeren" sekundären Stromes das Übergewicht gibt.

Hierdurch wird die Lamelle in das Innere des Resonators gebogen, ruft hier alsbald einen Überdruck hervor, der die Lamelle wieder hinausdrückt und das Spiel beginnt von neuem.

Die Erscheinung kann natürlich bei anderer Stellung des Luftbandes zum Röhrenrand auch mit der Verdichtung im Innern beginnen und soll sich periodisch wiederholen.

Auch für eine beiderseits offene Röhre bleibt die Erklärung bestehen, indem die Annahme gemacht wird, daß die eingeblasene Luft nicht aus dem abgewendeten Rohrende hinaus kann, weil

---

[1]) V. Hensen, Ann. d. Phys. (4) **2**, 719, 1900; **16**, 838, 1905.

sie — ehe sie dort anlangt — durch die selbsterzeugte Luftverdünnung wieder zurückgeholt wird.

Eine notwendige Folge dieser Theorie ist, daß eine gewisse Minimalkraft des vorbeiströmenden Luftbandes erforderlich ist, um den Resonator überhaupt zum Ansprechen zu zwingen. Ist dieses aber einmal erreicht, so müßte der Resonator immer tönen. Für schwache Drucke ist das nicht richtig.

Wie weit würde denn überhaupt der Luftstrom in das Innere hineindringen? Gegeben ein einseitig geschlossener Resonator, welcher auf $c = 129$ ganze Schwingungen anspricht. Er wird etwa 66 cm lang sein, denn der Schall durchläuft in $^1/_{129}$ sec etwa 264 cm. Nimmt man eine Blasegeschwindigkeit von 10 m/sec für den Luftstrom an, so kommt die Luft in dieser Zeit nur 7,75 cm weit. In das Innere des Resonators bläst sie höchstens die halbe Zeit. Sie wird hier also, selbst unter der Annahme einer konstanten Windgeschwindigkeit von 10 m, noch nicht 4 cm weit gelangen.

Während dieses kurzen Weges müßten die durch Saugwirkung des Luftstromes erzeugten sekundären Ströme sich in periodischem Wechsel zu solcher Stärke entwickeln, daß sie das sie erzeugende Luftband zur Transversalschwingung zwingen könnten. Selbst wenn das möglich sein sollte, so erscheint es im allgemeinen ausgeschlossen, daß eine Übereinstimmung mit der Schwingungsperiode des Resonators vorhanden ist.

Dieser Erklärungsweise läßt sich eine andere[1]) gegenüberstellen, welche sich eng an das Vorbild der resonanzerregenden Stimmgabel anschließt. Man weiß, daß jeder Luftstrom, welcher gegen eine Kante bläst, an dieser einen Ton, den sog. Schneidenton, erzeugt. Seine Höhe hängt von der Stärke des Luftstromes in der Weise ab, daß mit steigender Windgeschwindigkeit die Tonhöhe zunimmt. Man kann sich dabei das aus einem schmalen Spalt austretende Luftband als eine elastische Feder vorstellen, ähnlich der Metallzunge einer Zungenpfeife, nur von abnehmender Steifigkeit.

Wenn nun eine mit der Zeit an Stärke langsam zunehmende Luftzunge gegen den Rand des Resonators trifft, so muß sie hier

---

[1]) R. Wachsmuth, Ann. d. Phys. (4) 14, 469, 1904.

Schneidentöne erzeugen, die von größter Tiefe allmählich in die Höhe steigen.

Sobald die Schwingungsperiode des Luftstromes mit der des Resonators übereinstimmt oder beide in einem einfachen Zahlenverhältnis stehen, wird der Resonator jedesmal zum Mitschwingen gebracht, unabhängig davon, ob der zu kräftigem Tönen erforderliche Winddruck bereits erreicht ist[1]). Dabei liegen zwischen den verschiedenen Resonanzgebieten Druckbereiche, bei denen trotz Druckzunahme eine Resonanz nicht zu erreichen ist. Damit fällt die Theorie der sekundären Ströme. Dieselben sind zwar unzweifelhaft vorhanden, aber sie sind zu einer nebensächlichen Begleiterscheinung herabgedrückt.

Nimmt man jetzt den Körper einer Labialpfeife, so ordnet sich dieser spezielle Fall ohne Sondererscheinung unter den Allgemeinbegriff des Resonators ein.

Diese Anschauung befindet sich auch zu der letzten Arbeit HENSENs in Gegensatz.

Es erschien daher wünschenswert, einige noch nicht genügend gefestigte Punkte an Hand der HENSENschen Einwürfe zu kontrollieren[2]).

Zunächst ist der Nachweis erbracht, daß die sog. Schneidentöne nicht bloß auftreten, wenn ein eigentlicher Keil als Einlage in das Luftband geschoben wird, sondern daß auch ein runder, mit Leder überzogener Wulst genügt, ja daß sogar ein Ton und die typische photographierbare Erscheinung zustande kommt, wenn man die Luft gegen eine ebene Fläche blasen läßt. Nach diesem Nachweis wird auch Hr. v. WESENDONK[3]) nicht mehr Bedenken tragen, die Töne, welche bei dem Blasen gegen den stumpfen Rand von Flaschen auftreten, als Schneidentöne anzusprechen.

Sodann werden die fünf Gründe widerlegt, welche nach HENSEN dafür beweisend sind, daß es sich bei tönenden Labialpfeifen um eine völlig andere Art der Tonerzeugung handelt, als bei Schneidenklängen.

---

[1]) WACHSMUTH, l. c., S. 477.

[2]) A. KREIS, Neuere Untersuchungen über Lamellentöne und Labialpfeifen. Inaug.-Diss. Rostock, 1905.

[3]) K. v. WESENDONK, Einige Beobachtungen über Flaschentöne, Naturw. Rundschau 20, 389, 1905.

Schließlich folgen einige Beobachtungen über diejenigen Schneidentöne, welche außerhalb der Mitte des Luftbandes entstehen.

Schon bei Erklärung des einfachen Schneidentones besteht eine Differenz. HENSEN nimmt an, daß eine gerade Luftlamelle (0-Lamelle) bei ihrem Aufschlagen auf eine gegenübergestellte Schneide eine periodische Stauung oder Verdickung erleidet, welche durch die daselbst nach beiden Seiten reflektierten Luftteilchen hervorgerufen wird [1]). Die zur Seite abgelenkten Teile nennt er die Transversallamelle. Die periodische Verdickung glaubt er bereits in seiner ersten Arbeit nachgewiesen zu haben. Jetzt finden sich manometrische Messungen für die Druckzunahme am Keil. Man hätte es also nach HENSEN mit einer longitudinalen Schwingung innerhalb der Luftlamelle zu tun.

Leider ist die manometrische Messung der Druckverhältnisse im Innern des Luftbandes und besonders in der Nachbarschaft der Schneiden zu wenig einwandfrei und wohl überhaupt nicht genügend der Verbesserung fähig, um über das Qualitative hinaus brauchbare Resultate zu geben. Zudem liefert sie stets nur Integralwerte.

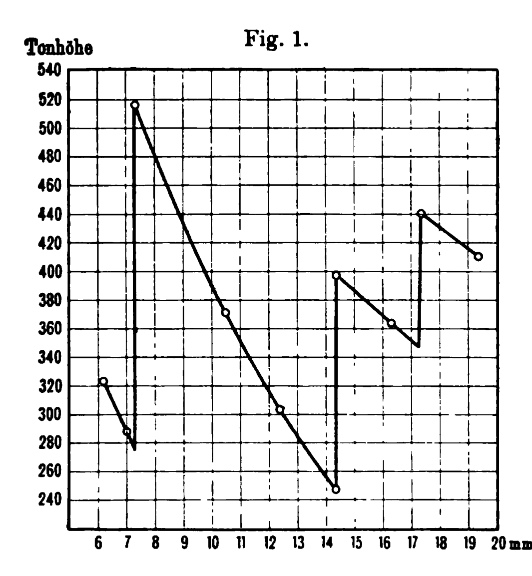
Im Gegensatz hierzu glaubt der eine von uns bereits gemeinsam mit WEERTH [2]) den Nachweis gebracht zu haben, daß es sich um eine — wenn auch durch den Charakter des immer neu entstehenden Luftbandes modifizierte — transversale Schwingung handelt. Für diese Erklärungsweise spricht nämlich einmal das Auftreten von Sprüngen in der Tonhöhe bei Veränderung von Luftdruck oder Schneidenabstand und sodann die kinematographische Aufnahme. Das Auftreten der Stauung eines gegen eine Einlage strömenden Luftbandes ist schon nach Analogie des Wassers zu erwarten und muß auch für den transversalen Zerfall angenommen werden. Nur darf man nicht eine gleichzeitige Stauung auf beiden Seiten der Einlage annehmen, vielmehr wird sie auf der einen Seite in einem gegebenen Anfangsmoment größer sein als auf der anderen und das Luftband wird nach jener Seite hinübergedrängt, bis hier die Stauung gewachsen, auf der

[1]) Vgl. hierzu Fig. 11 der letzten Arbeit, S. 856.
[2]) M. WEERTH, Ann. d. Phys. (4) 11, 1086, 1903.

ersten Seite aber geschwunden ist und nun das Band in die frühere Lage zurückkehrt. Damit ist die Grundlage der transversalen Periodizität gegeben. Das Auge integriert bei der Schnelligkeit der Bewegung über beide Zeitmomente und so erhält man aus einem zeitlich differenzierten Links und Rechts fälschlich das Doppelbild der Fig. 16 auf der Tafel von HENSENS erster Publikation.

Wie bei dem schönen MELDEschen Versuch die durch eine Stimmgabel in Bewegung versetzte belastete Schnur plötzlich in die Oktave, Duodezime usw. umspringt, wenn man die Belastung verkleinert, so zerfällt auch die nicht genügend gestützte Luftlamelle mit wachsendem Schneidenabstand in das durch größeren Druck fast starr gehaltene Blatt und in ein oder mehrere Bänder. Das Abbrechen des ersten Bandes muß daher die Oktave, das des zweiten die Duodezime der Grundschwingung zur Folge haben. Daß dem so ist, wurde für wachsenden Schneidenabstand bei konstantem Druck und vice versa bereits früher gezeigt.

Fig. 1.



Die Versuche sind jetzt auf wulstartig gebildete Schneiden ausgedehnt worden. Wie früher wurde einem fest montierten, völlig symmetrischen Blasekasten gegenüber die auf einem Schlitten verschiebbare Einlage, aus einem dicken Lederwulst bestehend, gebracht. Die Lamelle gab in weitem Intervall einen guten Ton. Das Resultat ist in der folgenden Tabelle 1 zusammengestellt und in Fig. 1 anschaulich gemacht. Als Abszissen ist der Abstand zwischen Spalt und Einlage, als Ordinaten die Tonhöhe in Schwingungszahlen eingetragen. Der Druck im Gebläse war

Tabelle 1.

Abstand mm	Tonhöhe	Bemerkungen	Abstand mm	Tonhöhe	Bemerkungen
6,1	321		14,3	247—396	2. Sprung
7,0	291		16,2	366	
7,3	518	1. Sprung	17,2	441	
10,5	371		19,4	410	3. Sprung
12,4	304				

konstant gleich 10 mm Wasser, die Tonhöhe wurde mit einem Monochord bestimmt, das mittels Stimmgabel geeicht war.

Charakteristisch sind für diese Kurve wieder die Sprünge, die man hier sogar noch weiter verfolgen konnte. Zu bemerken ist, daß die Kurve nur für eine Bewegungsrichtung der Einlage gezeichnet ist und zwar für die Richtung vom Keil fort; für die umgekehrte Bewegung verschiebt sich die Kurve etwas nach links, ohne daß jedoch der Grundcharakter geändert wird.

Diese Untersuchungen wurden mit verschiedenen, wulstartig gebildeten Einlagen ausgeführt: stets gab es einen Ton. Wenn man zur letzten Konsequenz übergeht, nämlich zu dem Fall, daß ein Luftblatt gegen eine senkrecht dazu aufgestellte Fläche strömt, so verliert das Wort Schneidenton offenbar seine Berechtigung. Und doch hört man auch unter diesen Bedingungen einen Ton. Diese eigenartigen Töne, die freilich nicht so kräftig sind wie die Schneidentöne, konnten genau bestimmt und die Luftbewegung auch objektiv sichtbar gemacht werden. Der Druck war wieder konstant gleich 10 mm Wasser. Die folgende Tabelle 2 und die Fig. 2 enthalten die Resultate einer Beobachtung.

Tabelle 2.

Abstand mm	Tonhöhe	Bemerkungen
9,9	382	
10,4	{ 290 / 569 }	Sprung
13,3	441	
15,6	377	

Die Kurve zeigt dasselbe Verhalten wie bei den Schneidentönen: Bei einer Entfernung von 10,4 mm zwischen dem Spalt und der entgegenstehenden Fläche springt der Ton annähernd in die Oktave über. Weitere Sprünge lassen sich bei dem immerhin sehr schwach werdenden Tone nicht beobachten. Fig. 3 gibt die Reproduktion einer Zeichnung, die nach einer photographischen Aufnahme angefertigt worden ist. Die Photographie selbst wurde nach der Schlierenmethode erzielt. Zur Markierung der Lamelle wurde dieselbe mit Ätherdämpfen versetzt. Andere Substanzen, die zur Sichtbarmachung verwendet wurden, wie die Dämpfe von wenig erhitztem Benzol und Methylalkohol, gaben zwar auch Schlieren; jedoch waren die Umrisse der Lamelle so ungenau, daß davon Abstand genommen werden mußte. Die Beleuchtung erfolgte durch eine Funkenstrecke mit Aluminiumelektroden, wobei zur Erhöhung der Lichtwirkung eine Leidener Flasche parallel geschaltet war.

Fig. 2.

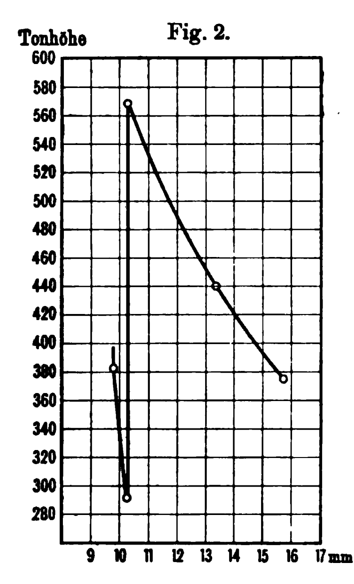
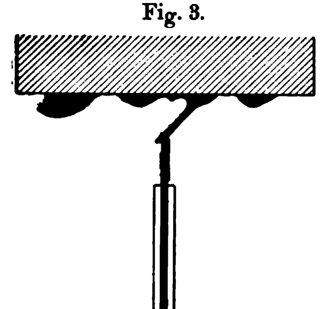


Fig. 3.

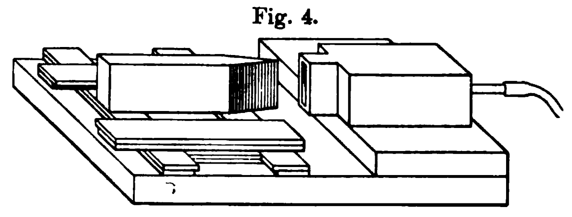


Die Zeichnung ist nach einer Photographie aus dem zweiten Intervall (d. h. nach dem ersten Sprung) gemacht. Sie zeigt zunächst, daß die Lamelle einige Zeit, bevor sie an die Fläche herankommt, zerfällt, dann aber auch deutlich, wie der sekundäre Teil, das erste „Band", um eine in der Mitte liegende Gleichgewichtslage pendelt, im ersten Augenblick die ganze Luftmasse nach links fließt, dort, um einen rechten Winkel abgelenkt, weiter wandert, im zweiten Augenblick ebenso nach rechts usf. Bei dieser Pendelung ist offenbar der erste Teil der Lamelle, das „Blatt", gar nicht beteiligt, sondern nur das erste Band. Was die Kraft anlangt, welche die Pendelung aufrecht erhält, so kann

man diese nur in dem Rückstau in der Mitte suchen, der die Gleichgewichtslage immer wieder zerstört. Zudem ist die Lamelle niemals absolut symmetrisch, und jedes kleine Überwiegen von Masse oder auch jeder Geschwindigkeitsunterschied entsprechender Stromfäden auf einer der beiden Seiten muß ein Umbiegen der ganzen Luftmasse bewirken.

Es galt nun, weiter zu untersuchen, welchen Einfluß die seitliche Verschiebung eines (hier scharfen, oder doch nur wenig abgestumpften) Keiles innerhalb der Lamelle auf die Tonbildung haben würde. Diese Untersuchung versprach um so wertvoller zu werden, da es eine alte Regel der Orgelbauer ist, das Labium nicht in die Mitte des Luftstromes, sondern bald weiter nach außen, bald weiter nach innen zu setzen. Schon WEERTH[1]) hat diesem Punkte Aufmerksamkeit geschenkt; er beschreibt den Versuch wie folgt: „Geht man bei gleichbleibendem Abstande mit dem Keil allmählich durch die Lamelle, während Keilschneide

Fig. 4.



und Spalt parallel bleiben, so erhält man zunächst einen Ton, dessen Höhe nach der Tabelle nicht dem Abstande entspricht, sondern die weitere Fortsetzung der tieferen Oktave. Der Keil steht so, daß die Hauptmenge der Luft an einer Seite vorbeigeht. Schiebt man den Keil weiter, so daß auf beiden Seiten des Keiles ungefähr gleiche Luftmengen hinaufströmen, so erhält man den dem Abstande entsprechenden Ton, der bei noch weiterem Verschieben wieder in die nächst tiefere Oktave umschlägt.“ Bei genauerer Untersuchung dieser Frage ist es vor allem wichtig, die Aufmerksamkeit auf präzise und gut meßbare Verschiebungen des Keiles zu richten. Um solche zu erhalten, wurde über dem ersten Schlitten, der aus einer Glasplatte mit geschliffenen Kanten bestand, senkrecht zu seiner Führungsrichtung ein zweiter, ebensolcher angebracht (vgl. Fig. 4). Später, als sich dieser Apparat

[1]) Rostocker Dissertation S. 18, 1902.

auch noch als zu ungenau erwies, wurde nach demselben Prinzip ein Apparat aus Messing angefertigt, bei dem die beiden Schlitten mit Schraubenführung versehen waren, und die seitliche Verschiebung, für welche größere Genauigkeit erforderlich war, noch einen Nonius trug. So konnte man ohne Schwierigkeit Verschiebungen bis 0,01 cm genau herstellen. Der Druck wurde während der ganzen Untersuchung konstant erhalten, was dadurch ermöglicht wurde, daß man den Anblasestrom einer Stahlflasche mit komprimierter Luft vermittelst eines Reduzierventils entnahm[1]). Der Abstand zwischen Spalt und Schneide blieb zunächst während des Hindurchführens ebenfalls konstant, später erwies es sich als vorteilhafter, für einmal festgesetzte seitliche Einstellung die Lamelle der Länge nach zu untersuchen, d. h. den Abstand zu variieren.

Im allgemeinen ließ sich nun folgendes Verhalten des Tones ohne weiteres feststellen: In dem Gebiet vor dem ersten der früher beschriebenen Sprünge findet seitlich ein Umschlagen des Tones in die tiefere Oktave überhaupt nicht statt. In größerer Entfernung der Einlage vom Spalt, also jenseits des ersten Sprunges, ist das Umschlagen des Tones stets festzustellen; macht man jedoch den Spalt sehr eng, also die Lamelle sehr dünn (etwa 0,4 mm), so wird das Gebiet der tieferen Oktave sehr klein. — Das Gebiet des Tönens überhaupt wird bei größerer Entfernung immer größer, entsprechend der immer breiter werdenden Lamelle. Benutzt man einen vollkommen symmetrischen Blasekasten, so ist die Mittellinie überall die Stelle der besten Tongebung; bei unsymmetrischem Blasekasten verschiebt sich diese Stelle seitlich. Geht man von der Seite allmählich nach dieser Linie zu, so nimmt nicht nur die Stärke des Tones, sondern auch seine Höhe zu. Dieses Zunehmen der Tonhöhe ist auch in dem Gebiet der tieferen Oktave festzustellen. Weitere Sprünge in höhere Obertöne, die sich öfters in der Nähe der Mittellinie einstellen, beruhen auf einer sehr geringen Neigung der Einlage gegen die Mittelebene der Lamelle. Sie lassen sich leicht durch ein geringes Drehen des Keiles um seine Längsachse beseitigen. Endlich ist die Bemerkung nicht überflüssig, daß man den Ton

[1]) Vgl. Wachsmuth, l. c., S. 470.

weiter verfolgen kann, wenn man von der Mitte ausgehend den Keil nach den Seiten verschiebt, als wenn man in umgekehrter Richtung vorgeht. Die Orte des Beginnens und Aufhörens des Tones sind also nicht identisch. Der Grund dieser Erscheinung ist der, daß das den Ton erzeugende Pendeln der Lamelle erst eines äußeren Anstoßes bedarf, um in Gang zu kommen.

Tabelle 3.

	0,0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
3,4	848	—	—	—	—	—
3,9	747	650	—	—	—	—
4,4	663	585	—	—	—	—
4,9	582	524	—	—	—	—
5,4	510 1076	483	—	—	—	—
5,9	991	435 883	— —	— —	— —	— —
6,5	893	820	—	—	—	—
6,9	841	758	368 736	— —	— —	— —
7,4	827	695	676	—	—	—
7,9	725	654	625	—	—	—
8,4	641	589	556	535	—	—
8,9	550	521	488	493?	—	—
9,9	764	463	431	426	403	—
10,9	695	400 667	400 610	389 618	383	—
11,9	625	589	541	541	332 502	— —
12,9	589	538	493	490	479	292
13,9	532	498	—	—	435	392

Die Resultate einer solchen Messung sind in Tabelle 3 angegeben. Um zuverlässige Werte zu erhalten, muß der Druck während der ganzen Untersuchung der gleiche sein, da schon kleine Druckdifferenzen den Ton wesentlich beeinflussen. Deswegen durfte die Untersuchung überhaupt nicht unterbrochen werden. Die Feststellung der Tonhöhe erfolgte wieder mit dem durch Stimmgabel geeichten Monochord. Durch häufige Übung — es wurden wohl über 500 Bestimmungen gemacht — erlangt

man eine große Sicherheit in der Feststellung der Tonhöhe, und der mittlere Fehler betrug schließlich schätzungsweise nicht über 0,5 Proz. Da der Blasekasten vollkommen symmetrisch gebaut war, stand zu erwarten, daß die Lamelle sich ebenfalls symmetrisch zur Mittelachse verhalten würde. Nachdem dies durch Vorversuche bestätigt war, konnte man darauf verzichten, die ganze Lamelle zu untersuchen. Die Tabelle gibt nur die Werte für eine Hälfte. Die Beobachtung selbst erfolgte in folgender Weise: Nachdem die Schneide genau in der Mitte eingestellt war, entfernte man sie vom Spalt bis zum ersten Auftreten des Tones und bestimmte in angemessenen Intervallen die Tonhöhe; dann wurde sie wieder dicht herangeschoben und seitlich aus der Mittelstellung um 0,5 mm entfernt. Darauf wurde in derselben Weise die zweite Vertikalreihe gefunden usf.

Aus dieser Tabelle sieht man schon bei oberflächlicher Betrachtung die Gestalt der Lamelle. Die Sprünge sind in jeder Vertikalreihe deutlich ausgeprägt; typisch ist der Umstand, daß die Sprünge desto eher auftreten, je näher der untersuchte Stromfaden der Mittelachse liegt. Ferner ist der ziemlich beträchtliche Abfall der Tonhöhe in jeder Horizontalreihe bemerkenswert.

Noch besser kann man das eigentümliche Verhalten des Tones aus Fig. 5 erkennen, wo als Abszissen die Abstände zwischen Keil und Spalt, als Ordinaten die Tonhöhen angegeben sind. Jede Kurve gibt dann das Verhalten eines Stromfadens. Hier gibt der Unterschied der Ordinaten für eine bestimmte Abszisse die Erhöhung des Tones nach der Mitte, der obersten Kurve zu. Die Figur zeigt aber besonders deutlich das Vorhandensein der seitlichen Sprünge: die Kurven 1,5 und 2,0 liegen im Beginn zu tief; sie stehen zur Kurve 0,0 in diesem Intervall beinahe im Verhältnis 1 : 2. Erst weiterhin springen sie in die normale Tonhöhe über.

Es wurde seinerzeit [1]) für die Töne seitlich der Mitte eine Erklärung gegeben, nämlich daß ein Oktavensprung dadurch entstehe, daß der eingelagerte Keil nicht mehr von der Mitte der Bänder getroffen wird, sondern von der Seite, wo die Luftbänder in einem Wirbel zusammenhängen. Ob diese Erklärung stichhält,

---

[1]) Vgl. diese Verhandlungen 5, 300, 1903.

hätte durch photographische Aufnahmen geprüft werden müssen, die leider unterblieben sind.

Kehren wir zu der Labialpfeife zurück, so geben die vorstehenden Untersuchungen uns ein Mittel an die Hand, über gewisse Erscheinungen an Labialpfeifen Aufschluß zu erhalten. Zur Erzielung eines guten Tones ist die Stellung des Labiums innerhalb der Lamelle von großer Wichtigkeit. Man sieht aus den Beobachtungen von Nr. 3, daß das Optimum des Schneidentones in der Mitte liegt und zwar nicht nur in bezug auf Ton-

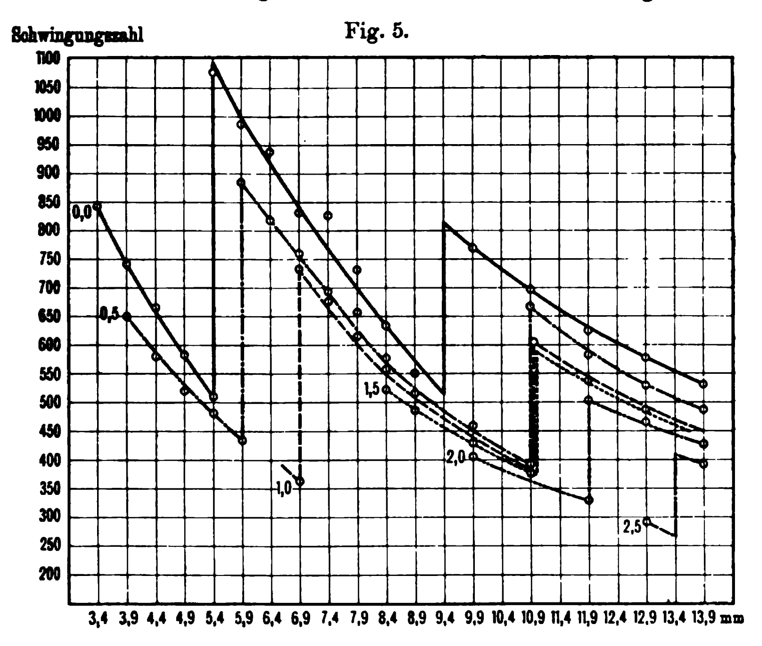


Fig. 5.

höhe, sondern auch in bezug auf die Stärke des Tones. Diese ist ja nur von der Amplitude, im vorliegenden Fall also von der Masse der bei der Schwingung beteiligten Luft abhängig. Zu den obigen Versuchen wurde ein in jeder Beziehung symmetrischer Blasekasten verwendet, während die „Kerne“ der Pfeifen meist unsymmetrisch sind. Die Folge davon ist, daß die Achse der Lamelle, d. i. die Linie des stärksten und höchsten Tones, nicht mehr in der Mitte liegt. Dies Verhalten wurde an einem Pfeifenkern nachgewiesen, der vom Pfeifenrohr abgeschnitten worden

war. Die Luftlamelle hat die Zone besten Tönens bei normal gebauten Kernen stets nach innen. Will man die Symmetrie in der Lamelle wieder herstellen, so muß man, wie es die Orgelbauer bei vielen, besonders offenen Pfeifen zu tun pflegen, den vorderen Teil, die „Unterlippe“, gegen den eigentlichen Kern etwas zurückschieben; dann ist die ganze Luftströmung mehr nach außen gerichtet. Um umgekehrt eine extreme Richtung nach innen zu erzielen, wie dies z. B. bei dem Pfeifenregister „Flauto traverso“ notwendig ist, wird die Luft vorher künstlich im Bogen nach vorn und dann schräg nach dem Innern der Pfeife geleitet; dadurch wird ein sehr leichtes Überschlagen in die höhere Oktave bewirkt.

Nun wird die anfängliche Ausströmungsrichtung aber bei keiner Pfeife innegehalten, da die Lamelle auch von der Luftströmung in der Pfeife beeinflußt wird. Beim Schneidenton, bei dem keine äußeren störenden Luftströmungen die Lamelle beeinflussen, bleibt der größte Teil des Blattes still und nur die unmittelbar vor dem Keil gelegene Partie, auf die der Rückstau noch wirken kann, gerät in Bewegung. Dieser Schwingungstypus muß sich ändern, wenn man die Lamelle mit dem abgeschlossenen Pfeifenraum in Verbindung bringt. Die Resonanz der großen schwingenden Luftmasse wie die Strömungen der Luft setzen auch das steifere Blatt in eine sichtbare, pendelnde Bewegung. Vor allem ist es der unterste Wirbel, den schon VAN TRICHT [1]) beschreibt, der auf die ganze Breite der Lamelle einwirkt. Er bewirkt, daß die Lamelle überhaupt nicht mehr zerfällt, oder doch das Blatt samt allen abgespaltenen Bändern in Grundschwingung sich hin- und herbewegt. Voraussichtlich ist bei genügendem Drucke letzteres der Fall, denn die „Bäumchen“ lassen sich am einfachsten als eng übereinandergelagerte Bänder auffassen [2]). Außerdem drückt dieser Wirbel die ganze Lamelle nach außen, was besonders bei gedeckten Pfeifen schädlich ist,

[1]) l. c., S. 54.

[2]) Diese Erklärungsweise bietet den Vorteil, daß sie in dem Anschlag der einzelnen Bänder während des Vorüberstreichens des in Grundschwingung das Labium passierenden Bäumchens bereits das Anregen der harmonischen Obertöne vorsieht. Da nämlich bei Überdruck die Lamelle steifer wird, werden die einzelnen Bänder mehr auseinandergezogen und befähigt, die Eigenschwingung einzugehen.

ja den Ton oft ganz verschwinden macht. Durch Verschiebung des Labiums kann einmal die Mittelstellung wieder erreicht, dann aber auch der Druck im Pfeifenkörper reguliert werden.

Für die offene Pfeife ist charakteristisch, daß an dem oberen offenen Ende, wo sich ein Schwingungsbauch befindet, der Druckunterschied mit der äußeren Luft gleich Null ist. Ist der Druck etwas größer, so strömt Luft nach außen, ist er etwas kleiner, so strömt Luft hinein [1]). Durch Regulierung des Luftzuflusses, also durch Verschiebung des Labiums, kann man jenen Grenzpunkt erreichen. Dabei kommt die Lippe ziemlich weit nach innen zu stehen, fast stets so weit, daß die Stärke und der Klang schon beeinträchtigt werden. Die Höhe des Schneidentones ist ja zwangsweise durch den resonierenden Pfeifenkörper bestimmt. Da das gute Ansprechen für die Pfeife das Wichtigste ist, setzt man das Labium nicht ganz so tief, als es sitzen müßte, und daher kommt es, daß bei den meisten offenen Pfeifen ein Luftstrom nach außen zu konstatieren ist.

Dackt man nun eine so eingerichtete Pfeife, die freilich nicht zu eng mensuriert werden darf, so spricht sie zunächst gar nicht, oder doch nicht auf den Grundton an. Schiebt man jedoch das Labium nach außen, so ertönt laut und klar der Grundton. Es gelangt eine größere Luftmasse in die Pfeife, die den erforderlichen Druck herstellt. Durch diesen Druck wirkt die Luft in der Pfeife auf die Lamelle und zwingt sie zu größeren Exkursionen, also zu einer kleineren Schwingungszahl in der Sekunde. Da die Pfeife nur auf Töne der vorliegenden harmonischen Reihe resonieren kann, wird die Lamelle in der doppelt so langen Periode schwingen, und nun bildet sich in der Pfeife die zugehörige stehende Schwingung mit einem Knoten am oberen Ende. Diese Erklärung macht es verständlich, daß die Lippe bei allen gedackten Pfeifen, bei den einen mehr, bei den anderen weniger weit nach außen sitzt. Auch beim „Lieblich gedackt“ sitzt tatsächlich, wie HENSEN bemerkt, das Labium nach außen. Hier geht also die Luft zunächst völlig an der Schneide vorbei, und dabei kann auch kein Ton entstehen. Innen ist nun ein abgeschlossenes Volumen, in dem eine Verdichtung eintritt, da sogar Luft von

[1]) Vgl. dazu BROCKMANN. Wied. Ann. 31, 78, 1887.

außen nach innen gesaugt wird (vgl. weiter unten). Durch die Verdichtung erleidet die Lamelle sofort eine Ablenkung nach außen, trifft nun den Keil (und zwar bereits bei vollem Druck), bildet hier den Schneidenton, und nun kommt wie üblich die Resonanz zu Hilfe, um entweder die hier gebildete Oberschwingung oder den zugehörigen Grundton zu verstärken.

Es soll nun noch auf die Bedeutung der sekundären Ströme eingegangen werden. Es ist natürlich, daß die mit großer Geschwindigkeit aus dem Spalt austretende Lamelle die benachbarten Luftteilchen mit fortreißt. So entstehen die von HENSEN als „sekundäre Ströme“ bezeichneten Bewegungen der inneren und äußeren Luft, die auf die Tonbildung ebenfalls von Einfluß sind. Sie wirken mit gleichen, aber entgegengesetzt gerichteten Kräften auf die Lamelle und halten sich deshalb das Gleichgewicht. Da die Lamelle sich abwechselnd dem einen oder anderen sekundären Strome zuneigt, drücken sie auch abwechselnd stärker und schwächer. HENSEN ist der Ansicht, daß diese Ströme überhaupt erst die Pendelung bewirken und deshalb das Wesentliche bei der Entstehung des Pfeifentones sind. Wenn man nämlich an der hinteren Wand der Pfeife den inneren sekundären Strom durch eine heiße Flamme zerstört, oder ihn durch eine vorgelegte Platte, eine Art Wehr, am Kern der Pfeife ablenkt, verschwindet der Ton. Nun ist aber schon gezeigt[1]), daß es sich in diesem Falle nur um eine Ablenkung der Ortholamelle handelt, daß also der äußere sekundäre Strom, der jetzt das Übergewicht hat, die Gleichgewichtslage etwas verschiebt; man braucht nur das Labium etwas nach innen zu verschieben, um den Ton wieder zu erhalten. Die gleiche Erscheinung konnte für den äußeren sekundären Strom nachgewiesen werden. Es wurde, nach der Angabe von HENSEN, eine dünne Holzplatte mit der vorderen Kante immer genau parallel der äußeren Kante des Spaltes, von diesem aus allmählich höher geschoben; in etwa $^1/_3$ Höhe der Mundöffnung erlosch der Ton und nur ein zischendes Geräusch war vernehmlich. Nun wurde das (verschiebliche) Labium etwas nach vorn gezogen und die Pfeife ertönte von neuem. Die von HENSEN berichtete Erscheinung, daß bei Verschiebung der Platte bis zur Mitte der Mundöffnung

---

[1]) WACHSMUTH, l. c., S. 489.

der erste Oberton zu hören ist, konnte nur erhalten werden, wenn man die Platte etwas tiefer in die Lamelle hineinschob. Dann aber vertritt einfach diese Platte das Labium, das seine Funktion verloren hat, und der Pfeifenkörper resoniert auf den in halbem Abstande schwingenden Schneidenton. Es ist übrigens die Tatsache interessant, daß auch der praktische Orgelbau von der richtenden Kraft — denn eine solche ist nach dem Gesagten allein möglich — der sekundären Ströme in neuerer Zeit Gebrauch macht. Man findet bei einigen offenen Registern sogenannte „Bärte", entweder Schneidenbärte bei solchen Registern, denen eine helle, scharfe Klangfarbe eigentümlich ist, das sind Metallstreifen, die dicht neben der Austrittsöffnung der O-Lamelle unter einem Winkel von etwa 45° angebracht werden und bestimmt sind, die Lamelle weiter nach außen zu lenken — wie es mit den obigen Ergebnissen für offene Pfeifen im Einklange steht; — oder sogenannte „Rollbärte", kleine Holzwalzen, die demselben Zwecke dienen. Sie bewirken außerdem dadurch, daß die Lamelle sich nicht an einer scharfen Kante brechen kann, einen minder scharfen, volleren Ton.

Die sekundären Ströme schmiegen sich an die Lamelle, der sie ja ihre Entstehung verdanken, eng an; man kann sogar nachweisen, daß sie an der Pendelung beteiligt sind. Es gelangt bei jeder Exkursion der Lamelle Luft von außen hinein bzw. von innen nach außen. Das erste hat schon MALTÉZOS[1]) bewiesen, indem er Dämpfe von Chlorammonium in die Nähe der Pfeifenmündung brachte; an der inneren Seite hatte sich nach dem Tönen festes Chlorammonium abgesetzt. Das zweite beweist ein einfacher Versuch. Füllt man nämlich eine gedackte Pfeife mit Rauch, so verschwindet dieser allmählich, während die Pfeife tönt; er muß also mit dem inneren sekundären Strome herausgerissen worden sein. Dieselbe Erscheinung beobachtete übrigens auch K. VON WESENDONK[2]) an Flaschen, die er mit Rauch füllte und anblies. Daraus ist zu schließen, daß die sekundären Ströme zur Verstärkung der Lamelle beitragen, und daß, weil größere Luftmassen in die Pendelung hineingezogen werden, der Ton dadurch kräftiger wird.

[1]) MALTÉZOS, C. R. 134, 701, 1902.
[2]) l. c., S. 390.

Aus den vorstehenden Untersuchungen ist also als Resultat gewonnen: 1. Die durch die Pendelung einer Luftlamelle erzeugten Töne sind nicht auf den Fall beschränkt, daß die Einlage der Lamelle eine keilförmige Schneide ist; vielmehr hat diese Familie resonanzloser Klänge eine viel allgemeinere Bedeutung. 2. Die Entstehung des Tones in Labialpfeifen und allen nach demselben Typus gebauten, tongebenden Instrumenten läßt sich völlig einwandfrei durch die Theorie der Schneidenklänge erklären. Die noch sonst in der Pfeife vorhandenen Luftbewegungen haben nur sekundäre Bedeutung.

Apparat zur Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents;

von H. Rubens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. Februar 1906.)

(Vgl. oben S. 39.)

Eine der lehrreichsten Aufgaben des physikalischen Übungslaboratoriums bildet zweifellos die Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalents. Zu diesem Zwecke ist deshalb auch bereits eine Reihe von einfachen Apparaten konstruiert worden, welche sich im Praktikum als brauchbar erwiesen haben. Am bekanntesten sind wohl unter diesen die Apparate von PULUJ[1]), CHRISTIANSEN[2]) und GRIMSEHL[3]) geworden.

Erfahrungen, welche ich mit den Apparaten von PULUJ und CHRISTIANSEN zu machen Gelegenheit hatte, haben mich zu dem Schlusse geführt, daß die hauptsächlichste Schwierigkeit bei derartigen Messungen in einer einigermaßen richtigen Ermittelung der in Wärme umzuwandelnden Arbeit besteht. Die Bestimmung der geleisteten Arbeit durch Bremsung erfordert sowohl große Gleichmäßigkeit des Drehens als auch der zu überwindenden Reibungswiderstände. Das sind aber Bedingungen, welche sich im allgemeinen nur bei größeren Maschinen erfüllen lassen. Bei der GRIMSEHLschen Versuchsanordnung wird diese Schwierigkeit vermieden, da hier die Arbeit aus der Masse und der Senkung eines Gewichtes mit genügender Sicherheit berechnet wird. Dagegen entspricht die Genauigkeit des kalorimetrischen Teiles keinen sehr hohen Anforderungen. Solche dürfen auch, dem Zwecke des Instrumentes entsprechend, welcher in erster Linie als Demonstrationsapparat in der Vorlesung und im Schulunterricht verwendet werden soll, nicht gestellt werden. Die großen

---

1) PULUJ, Poggend. Ann. 157, 437, 1876.
2) CHRISTIANSEN, Wied. Ann. 48, 374, 1893.
3) GRIMSEHL, Phys. ZS. 4, 568, 1903.

Vorzüge dieser Anordnung liegen gerade in ihrer Einfachheit und Übersichtlichkeit, sowie in der Schnelligkeit, mit welcher das Resultat erhalten wird.

Fig. 1.

Ich habe mir die Aufgabe gestellt, einen Apparat zu konstruieren, bei welchem einerseits die Arbeit vollkommen berechenbar ist und ohne Übertragung im Innern des Kalorimetergefäßes erzeugt und umgewandelt wird und dessen kalorimetrischer Teil andererseits eine größere Meßgenauigkeit zuläßt. Das Prinzip des Apparates und die Konstruktion der einzelnen Teile sind aus der beistehenden Figur zu ersehen.

Das eigentliche Kalorimetergefäß, eine 60 cm lange, 4,5 cm weite, mit Maschinenöl gefüllte Messingröhre (*R R*), welche oben und unten mit Verschlußkappen versehen ist, in welche Thermometer (*a* und *b*) hereinragen, befindet sich im Innern einer konaxialen zylindrischen, innen und außen hochglanzpolierten und vernickelten Messinghülle (*P P*). Diese ist um eine horizontale mit Doppelkurbel versehene Achse (*Q Q*) drehbar. Die Verschlußkappen des Kalorimeterrohres tragen an ihrem äußeren Umfange übergreifende Ebonitringe (*S S*), welche mit sehr geringem Spielraum in die

äußere Messinghülle hineinpassen. Hierdurch wird bewirkt, daß sich zwischen dem Kalorimeter und der Hülle ein hohlzylindrischer, etwa 2 cm dicker Luftmantel befindet. Auch die Messinghülle ist mit aufschraubbaren Verschlußkappen (*T T*) versehen, welche je eine zentrale kreisförmige Öffnung für das Thermometer und auf ihrer Innenseite je einen Gummiring (*G*) enthalten, welcher sich bei dem Zuschrauben der Kappe gegen die entsprechende Verschlußkappe des Kalorimetergefäßes anpreßt und dieses in einer in Beziehung auf die Umdrehungsachse symmetrischen Lage festhält. Die Hülle und das Kalorimeterrohr besitzen je acht 4 × 2 cm große Fenster (*FF*), welche in der oberen und unteren Rohrhälfte paarweise einander gegenüber angebracht sind und welche einen Einblick in das Innere der Hülle und des Kalorimeters gewähren. Die Fenster in dem Kalorimeterrohre sind durch aufgekittete Glasscheiben, diejenigen in der äußeren Hülle durch Glimmerscheiben verschlossen.

In dem Innern des Kalorimeters befindet sich, in dem Maschinenöl eingebettet, ein zylinderförmiges über 4 kg schweres Bleigewicht (*U*), welches mit geringem seitlichen Spielraum nahezu die ganze untere Hälfte des Kalorimetergefäßes ausfüllt. Dreht man nun den Apparat mit Hilfe der Kurbel mit mäßiger Geschwindigkeit um 180°, so wird das Bleigewicht bis zu dem höchsten Punkte infolge der großen Anfangsreibung mitgenommen. Es verweilt noch einige Zehntelsekunden in dieser Stellung, reißt dann aber los und bewegt sich mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 cm in der Sekunde abwärts, bis es unten anlangt[1]). Die Wirkung des Stoßes wird durch eine die Grundfläche bedeckende und zugleich zur Abdichtung der Verschließkappe dienende Lederscheibe fast bis zur Unmerklichkeit gemildert. Damit das niedersinkende Gewicht bei seinem Auftreffen nicht das Thermometergefäß zerstört, ist das Gewicht an beiden Grundflächen mit entsprechenden Höhlungen versehen. Es ist endlich noch zu er-

[1]) Diese Geschwindigkeit, mit welcher das Gewicht abwärts gleitet, hängt nicht nur von seinen Dimensionen und denen des Rohres ab, sondern auch von der Temperatur des Öles, dessen innere Reibung mit der Erwärmung stark abnimmt. Ich habe meist mit Geschwindigkeiten von 8 bis 14 cm/sec gearbeitet und innerhalb dieser Grenzen keinen Einfluß der Fallgeschwindigkeit auf das Resultat feststellen können.

wähnen, daß der Apparat außer den beiden in das Kalorimetergefäß hereinragenden Thermometern (*a* und *b*) noch zwei weitere Thermometer (*c* und *d*) enthält, von denen eins (*d*) die Temperatur der Zimmerluft, das andere (*c*) die Temperatur in dem zwischen Kalorimetergefäß und Hülle befindlichen Luftmantel anzeigt. Damit die Angaben dieses nahe der Umdrehungsachse befindlichen (in der Figur nicht sichtbaren) Thermometers *c* einen guten Durchschnittswert der Temperatur des räumlich sehr ausgedehnten Luftmantels ergeben, habe ich ein sehr einfaches und wirksames Rührverfahren angewandt. Im Innern des Luftmantels befinden sich 36 Korkwürfel von zusammen 7 g Gewicht, welche bei jeder Halbdrehung der Kurbel mitgenommen werden und dann fast vertikal herabfallen. Hierbei wird die Luft vortrefflich durcheinander gemischt und keine merkliche Wärme produziert. Sämtliche Thermometer, mit Ausnahme des die Zimmertemperatur angebenden Instrumentes sind in Zehntelgrade geteilt, ihre Skala reicht von 15 bis 30° C.

Die bei einem Hub (Drehung um 180°) geleistete und durch das niedersinkende Gewicht in Wärme verwandelte Arbeit p berechnet sich folgendermaßen: Ist k das Gewicht der beweglichen Masse in Kilogramm, h die Hubhöhe in Metern, s das spezifische Gewicht des Bleies, s_1 dasjenige des Öles, so ist

$$p = k \cdot h \cdot \frac{s - s_1}{s}.$$

Bei einem von mir benutzten Apparat war $k = 4{,}020$ kg, $h = 0{,}301$ m, $s = 11{,}30$, $s_1 = 0{,}91$, mithin

$$p = \frac{4{,}02 \times 0{,}301 \times 10{,}39}{11{,}30} = 1{,}113 \text{ kgm}.$$

Die Wärmekapazität des Kalorimeters setzt sich zusammen aus derjenigen des Öles, des Bleies, des Messingrohres und der Glasfenster. Die folgende kleine Tabelle enthält die entsprechenden Daten für den untersuchten Apparat.

Die spezifische Wärme des benutzten Maschinenöles habe ich für die Temperaturgrenzen + 15 und + 45° durch 10 gut übereinstimmende Versuche nach der Mischungsmethode ermittelt. Für die spezifische Wärme von Blei und Messing sind die Werte

benutzt worden, welche sich für Zimmertemperatur nach den Versuchen des Herrn U. BEHN ergeben [1]).

Tabelle 1.

Substanz	Masse kg	Spezifische Wärme	Wärmekapazität kg
Öl	0,565	0,477	0,2695
Blei	4,020	0,305	0,1226
Messing	1,050	0,090	0,0945
Glas	0,030	0,190	0,0057
			Sa. 0,4923

Der Wasserwert der beiden Thermometergefäße kann ungefähr auf 0,6 g, derjenige der beiden Lederscheiben auf 1 g veranschlagt werden. Dies zur obigen Summe zugezählt, ergibt 0,4939 kg. Der Gesamtwasserwert des Kalorimeters erreicht also noch nicht 0,5 kg.

Aus der Arbeit des einzelnen Hubes p, der Hubzahl n, der beobachteten Temperaturerhöhung des Kalorimeters ϑ und seinem Wasserwerte W erhält man das mechanische Wärmeäquivalent:

$$A = \frac{n \cdot p}{W \cdot \vartheta} \text{ kgm.}$$

Bei der Ausführung einer Messung verfährt man am besten folgendermaßen. Der Apparat wird zuerst um etwa 2° unter Zimmertemperatur abgekühlt, indem man ihn für kurze Zeit in einen kälteren Raum bringt [2]). Ist dieses nicht ohne weiteres ausführbar, so kann man auch die notwendige Temperaturdifferenz dadurch herbeiführen, daß man auf beliebige Weise, z. B. durch Anstecken einiger Brenner, die Zimmertemperatur um einige Grade erhöht. Nun wird die Kalorimeterflüssigkeit durch mindestens 30 Hübe tüchtig umgerührt, bis beide Thermometer a und b auf einige Hundertstel Grade die gleiche Temperatur anzeigen. Man wartet nun noch unter gelegentlichem Umrühren, bis die Tem-

[1]) U. BEHN, Ann. d. Phys. (4) 1, 257, 1900.
[2]) Bei der Abkühlung und nachfolgenden Erwärmung ist jede Kondensation von Wasserdampf auf den Teilen des Apparates sorgfältig zu vermeiden.

peratur in dem Luftmantel (Thermometer *c*) angenähert in der Mitte zwischen der Kalorimetertemperatur und der Zimmertemperatur liegt; dann beginnt man die Reihe, indem man etwa nach je 50 Hüben die vier Thermometer abliest. Da trotz allen Wärmeschutzes die Wärmeabgabe nach außen ziemlich beträchtlich ist, muß man sorgfältig darauf achten, daß man die Versuchsreihe im richtigen Moment abbricht, nämlich dann, wenn die Kalorimeterthermometer *a* und *b* dieselbe für die ganze Versuchsdauer berechnete Durchschnittstemperatur ergeben, wie das im Luftmantel befindliche Thermometer *c*. Diese Vorschrift ist unter Voraussetzung des NEWTONschen Abkühlungsgesetzes in dem vorliegenden Falle korrekter als die bekannte RUMFORDsche Regel, nach welcher die Zimmertemperatur genau in der Mitte liegen soll zwischen der Anfangs- und Endtemperatur des Kalorimeters. Das Thermometer *d* dient nur zur Kontrolle der Zimmertemperatur, welche während der Versuchsreihe einigermaßen konstant gehalten werden soll; doch werden nach dieser Richtung keine Anforderungen gestellt, welche nicht in jedem Laboratoriumsraum leicht erfüllt werden können.

Tabelle 2.

Hubzahl	Zimmertemperatur *d*	Temperatur im Luftmantel *c*	Kalorimetertemperatur			δt	$\delta_1 t$
			a	*b*	$\frac{a+b}{2}$		
0	19,0°	18,28°	17,44°	17,46°	17,450°		
						0,320°	0,266°
50	18,9	18,38	17,77	17,77	17,770		
						0,295	0,257
100	18,8	18,47	18,06	18,07	18,065		
						0,285	0,261
150	18,8	18,58	18,35	18,35	18,350		
						0,275	0,264
200	18,7	18,67	18,62	18,63	18,625		
						0,260	0,263
250	18,7	18,77	18,88	18,89	18,885		
						0,245	0,260
300	18,7	18,86	19,13	19,13	19,130		
						0,240	0,266
350	18,7	18,95	19,37	19,37	19,370		
						0,235	0,272
400	18,6	19,04	19,61	19,60	19,605		
						0,220	0,267
450	18,6	19,15	19,82	19,83	19,825		
	Mittel:	19,715			19,707		0,264

In der vorstehenden Tabelle wird eine Versuchsreihe als Beispiel mitgeteilt. Nach je 50 Hüben wurden die vier Thermometer

abgelesen. 50 Hübe nahmen eine Zeit von etwa 3 Minuten in Anspruch. Die ganze Versuchsreihe war in 29 Minuten vollendet.

Die Zimmertemperatur sank während dieser Versuchsreihe ziemlich gleichmäßig um 0,4°, war also für unsere Zwecke hinreichend konstant; im Luftmantel stieg die Temperatur in derselben Zeit um 0,87°. Diese Temperatursteigerung zeigt sich in jeder Versuchsreihe. Sie wird durch die Wärmeabgabe des Kalorimeters veranlaßt.

Die Bedeutung der einzelnen Zahlen ist ohne weiteres verständlich; nur die letzte Spalte bedarf besonderer Erklärung. Wie man sieht, nehmen die Erwärmungen ϑt des Kalorimeters für je 50 Hübe mit steigender Kalorimetertemperatur wegen der wachsenden Wärmeabgabe nach außen langsam ab. Korrigiert man diese Werte nach dem NEWTONschen Abkühlungsgesetz mit Hilfe eines empirisch gefundenen Abkühlungskoeffizienten 0,075, indem man setzt

$$\vartheta_1 t = \vartheta t - \left(c - \frac{a+b}{2}\right) \cdot 0{,}075,$$

so ergeben sich für die $\vartheta_1 t$ nahezu gleiche Zahlen. Diese sind in der letzten Spalte zusammengestellt.

Die durch 450 Hübe erzielte Temperaturerhöhung des Kalorimeters beträgt

$$\vartheta = 19{,}825^0 - 17{,}450^0 = 2{,}375^0.$$

Der Durchschnittswert der Temperatur im Luftmantel war jedoch während der Reihe um 0,008° höher als im Kalorimeter; deshalb ist unter Berücksichtigung unseres NEWTONschen Abkühlungsfaktors von 0,075 der beobachteten Temperaturerhöhung eine Korrektion im Betrage von

$$0{,}008^0 \times 0{,}075 \times 9 = 0{,}005^0$$

in Abrechnung zu bringen [1]). Wir erhalten also $\vartheta = 2{,}370^0$ und endlich

$$A = \frac{450 \times 1{,}113}{2{,}370 \times 0{,}494} = 428 \,\text{kgm}.$$

[1]) Die Korrektion ist zwar im vorliegenden Falle so klein, daß sie nicht in Betracht kommt; ich habe sie aber trotzdem berechnet und angebracht, um zu zeigen, wie im allgemeinen verfahren wurde.

Befolgt man die in dem Vorstehenden angegebenen Vorsichtsmaßregeln, so übersteigt der Fehler einer solchen Reihe sehr selten 2 Proz. des Mittelwertes.

Ich habe mit drei verschiedenen Apparaten zehn solcher Reihen beobachtet, deren Resultate ich im folgenden sämtlich mitteile.

Tabelle 3.

Mechanisches Wärme-äquival. A	Abweichung vom Mittel	
	kgm	Prozente
428	+ 1,2	0,8
433	+ 8,2	1,9
426	+ 1,2	0,3
420	— 4,8	1,1
425	+ 0,2	0,0
423	— 1,8	0,4
421	— 3,8	0,9
432	+ 7,2	1,7
418	— 6,8	1,6
422	— 2,8	0,7
Mittel: 424,8 kgm		Mittel: 0,94 Proz.

Als Mittelwert ergibt sich aus den angeführten zehn Einzelwerten der Betrag 424,8 kgm für die Kilogrammkalorie oder 4168×10^4 Erg für die Grammkalorie. Der Wert ist zweifellos etwa 0,5 Proz. zu klein, wenn man die Messungen ROWLANDS, bezogen auf die mittlere oder, was auf dasselbe herauskommt, auf die 15°-Kalorie zugrunde legt[1]); indessen darf man nicht erwarten, hier eine genauere Übereinstimmung zu finden, da die spezifischen Wärmen der benutzten Materialien nicht genauer bekannt sind als etwa auf $^1/_2$ Proz. Ferner sind die von mir verwendeten Thermometer (von RICHTER) zwar miteinander, aber nicht mit einem Normalthermometer verglichen worden. Immerhin zeigt die befriedigende Übereinstimmung unseres Mittelwertes mit der ROWLANDschen Zahl, daß bei der Messung keine erheblichen

[1]) Vgl. E. WARBURG (Referat über die Wärmeeinheit, JOH. A. BARTH, 1900).

konstanten Fehler vorkommen. Als solche könnten außer den bereits erwähnten noch in Betracht kommen:

1. zu frühes Abreißen des Gewichtes, vordem dasselbe seinen Höhepunkt erreicht hat,

2. könnte ein Teil der Stoßarbeit, welche das niedersinkende Gewicht infolge seiner lebendigen Kraft beim Auftreffen auf die Lederscheibe leistet, außerhalb des Kalorimeters in Wärme verwandelt werden,

3. könnte durch zu hastiges Drehen des Apparates und zu plötzliches Anhalten der Kurbel eine Stoßwirkung des Bleigewichtes entstehen, welche im Kalorimeter in Wärme verwandelt würde und die beobachtete Wärmemenge vergrößern müßte.

Davon, daß der erste Mißstand nicht eintritt, muß man sich durch direkte Beobachtung überzeugen. Um diese zu erleichtern, ist das Bleigewicht in seiner Mitte mit einer gürtelförmigen (in der Figur angedeuteten) Strichmarke versehen, welche durch die Fenter gesehen werden kann, wenn sich das Bleigewicht in seiner extremen Lage befindet. Diese Strichmarke dient zugleich auch zur Messung der Hubhöhe.

Der zweite Punkt läßt sich leicht durch Rechnung erledigen. Zu einer Endgeschwindigkeit von 14 cm gehört nach den Fallgesetzen eine freie Fallhöhe von 1 mm. Da nun die gesamte Senkung des Gewichtes mehr als 300 mm, die Endgeschwindigkeit weniger als 14 cm beträgt, und da außerdem infolge des Lederpolsters der bei weitem größte Teil der Stoßarbeit innerhalb des Kalorimeters in Wärme verwandelt wird, ist dieser Fehler zu vernachlässigen.

In bezug auf den dritten Einwand ergibt sich die Forderung, daß man jede Halbdrehung des Apparates langsam beginnen und sanft beendigen muß. Doch ist diese Bedingung innerhalb der erforderlichen Grenzen leicht zu erfüllen. Nach meiner Erfahrung genügt es, wenn man ruckweise Drehung vermeidet.

Wie man aus Tabelle 3 ersieht, weichen die Resultate der einzelnen Reihen nur wenig voneinander ab. Die Differenzen gegen den Mittelwert betragen durchschnittlich nur 1 Proz. Zwar wird man im Praktikum im allgemeinen keine so langen Versuchsreihen beobachten lassen, wie die mitgeteilten, sondern wird

sich meist mit Versuchsreihen von 100 bis 200 Hüben, welche sich in höchstens 10 bis 20 Minuten erledigen lassen, begnügen. Aber auch dann ist bei einigermaßen sorgfältiger Beobachtung eine Genauigkeit von 3 Proz. leicht zu erreichen [1]).

Charlottenburg, Physik. Institut d. Techn. Hochschule, Februar 1906.

---

[1]) Der im vorstehenden beschriebene Apparat wird von dem Mechaniker des physikalischen Instituts der Technischen Hochschule, Herrn LEETZ, zu meiner Zufriedenheit angefertigt.

Einiges über den Gebrauch abgekürzter Quecksilberluftpumpen Sprengelschen Systems, besonders der Pumpe mit Spiralfallrohr von M. Stuhl;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgelegt in der Sitzung am 3. November 1905.)
(Vgl. diese Verh. 7, 397, 1905[1]).

Unlängst hat in dieser Zeitschrift[2]) Herr REGENER eine besondere Ausführungsform einer abgekürzten selbsttätigen Quecksilberluftpumpe beschrieben und dabei auch eine Anzahl anderer solcher Pumpen namhaft gemacht. Alle derartigen Anordnungen haben ja nun den Zweck, die hohen Vakua der Quecksilberluftpumpen in bequemer Weise erzielbar zu machen, und das geschieht dadurch, daß man die notwendige Quecksilbermenge wesentlich verkleinert durch Anwendung eines die für das Quecksilber in Betracht kommende Druckdifferenz vermindernden Vorvakuums, welches man mittels einer Wasserluftpumpe erzeugt und gleichzeitig in geschickter Weise zum Ingangsetzen der eigentlichen Quecksilberpumpe benutzt; bei dieser Einrichtung ist aber immer das Vorhandensein einer Wasserleitung Voraussetzung, wodurch die allgemeine Verwendbarkeit solcher Pumpen sehr beeinträchtigt wird.

Nun gibt es auch bereits nach gleichen Grundsätzen aufgebaute Pumpenaggregate, in denen die Wasserluftpumpe durch eine GERYK-Pumpe (Patentinhaber A. PFEIFFER in Wetzlar) ersetzt ist[3]); das ist aber eigentlich für die meisten hier in Frage kommenden Zwecke gewissermaßen ein Pleonasmus, namentlich, wenn es sich dabei um zweistiefelige Pumpen handelt, da solche schon allein bis auf 0,0002 mm $= \frac{1}{3800000}$ Atm. zu evakuieren gestatten.

---

[1]) Wegen Beschaffung der Figur verspätet zum Abdruck gelangt.
[2]) Diese Verhandl. 7, 233—235, 1905.
[3]) Eine genaue Beschreibung dieser findet sich in ZS. f. Unterr. 14, 285—287, 1901; eine ähnliche Pumpe ziemlich komplizierter Einrichtung wird neuerdings von M. KOHL in Chemnitz gebaut.

Jedenfalls aber sind solche Pumpenaggregate im Gegensatz zu den zuerst erwähnten ganz allgemein verwendbar.

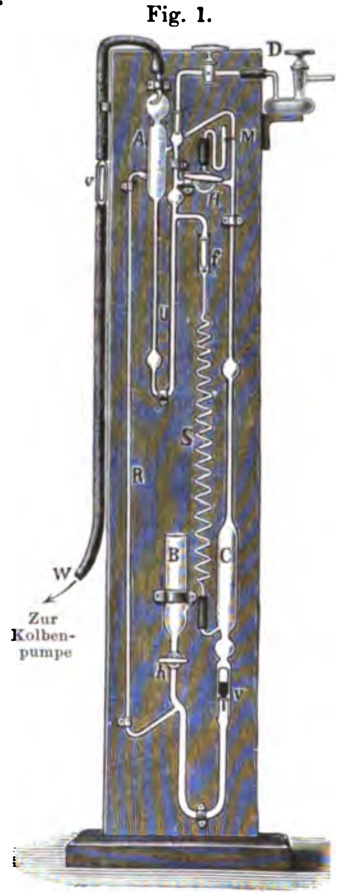
Man kann nun, wie ich gefunden, mit gutem Erfolge auch bei solchen Pumpen SPRENGELschen Systems zur Erzeugung des Vor- oder Hilfsvakuums eine gewöhnliche Kolbenpumpe verwenden, wie dies schon von POGGENDORFF[1]) für nach dem Kolbenprinzip arbeitende Quecksilberpumpen angegeben ist. Dabei muß man jedoch mit besonderer Sorgfalt darauf achten, daß zwischen der Pumpgeschwindigkeit, die so zu bemessen ist, daß man längere Zeit ohne erhebliche Ermüdung die Pumpe handhaben kann, und der pro Zeiteinheit in die Pumpe zum Zwecke der Quecksilberhebung eintretenden Luftmenge ein solches Verhältnis besteht, daß das Vorvakuum genügend herabgedrückt wird und bleibt; das erfordert allerdings große Aufmerksamkeit und kann als ein Nachteil den früher erwähnten Anordnungen gegenüber angesehen werden. Trotzdem dürfte sich diese Zusammenstellung für Laboratoriumsgebrauch, wenn es sich um Evakuierung nicht zu großer Gefäße handelt und nicht gar zu hohe Anforderungen an Bequemlichkeit und Schnelligkeit des Arbeitens gestellt werden, sehr gut eignen, denn da hierfür eine gewöhnliche gute einfache einstiefelige Hahnluftpumpe schon ausreicht, so beansprucht die ganze Vorrichtung sehr wenig Platz und ist außerdem relativ billig. Es erscheint auch durchaus möglich, ohne den letztgenannten Vorzug erheblich zu beeinträchtigen, der Kolbenvorpumpe eine etwas andere Einrichtung zu geben, welche sie bei Fortfall des unbequemen Hahnes zu besonders leichter und rascher Bewegung tauglich macht[2]).

[1]) Pogg. Ann. 125; MÜLLER-POUILLET, Physik, 8. Aufl., 1, 540, 1886.

[2]) Dies könnte z. B. in der Weise geschehen, daß man einen Kolben mit langer Lauffläche und gekröpftem Außenrande, aber ohne besondere Liderung, in einem Stiefel größeren Querschnittes als gewöhnlich, aber verhältnismäßig geringer Länge anordnet, und statt des Hahnes, in Anlehnung an die einfachen Kompressionspumpen, die Zuströmungsöffnung, an welche die Quecksilberpumpe angeschlossen werden soll, so anordnet, daß der Kolben in seiner höchsten Stellung sie frei gibt, während das bei den Kompressionspumpen vorhandene Austrittsventil durch eine geringe rinnenförmige Vertiefung der Zylinderwand an einer Stelle des unteren Endes unmittelbar über dem Boden und eine bei tiefster Stellung des Kolbens mit dieser zur Deckung gelangende Bohrung in diesem ersetzt wird. Bei hinreichender Kolbenlänge genügte zur Erreichung hinreichender Abdichtung, wenn man die Kröpfung des Kolbenrandes mit sehr zähflüssigem — aber säurefreiem — Öl füllt (vgl. die Luftpumpe von DELEUIL mit voll-

Bei meinen Versuchen war eine solche abgekürzte SPRENGEL-Pumpe von M. STUHL mit einer einfachen Hahnluftpumpe von 23 cm Stiefellänge und 3 cm Stiefeldurchmesser verbunden durch einen einerseits auf das Saugrohr der Quecksilberpumpe, andererseits auf ein gasdicht in den Teller der Kolbenpumpe geschraubtes Schlauchstück geschobenen starkwandigen Gummischlauch. Da die genannte Quecksilberpumpe (D. R. G. M. 99784) einige besondere Eigentümlichkeiten besitzt, die nicht allgemein bekannt sein dürften, so sei ihre Wirkungsweise an Hand nebenstehender Figur kurz beschrieben. Durch *W* saugt die Vorpumpe die Luft aus *A*; befindet sich im Unterteil der Pumpe Quecksilber, und öffnet man den Hahn *h*, so dringt durch *B*, dessen Öffnung zur Verhütung des Eindringens von Staub mit einem Wattepfropf zu verschließen ist, Außenluft ein und vermag, da das Ventil *V* nach oben schließt, nur durch *R* in das Innere zu gelangen, indem sie das im unteren Teile von *R* enthaltene Quecksilber vor sich her schiebt und zwar am besten in 8 bis 10 cm langen Säulen, was durch passende Hahneinstellung zu erreichen ist. Dieses gelangt so nach *A*, wo es sich von der Luft trennt, die durch *W*

Fig. 1.



kommen freiem Kolben); der schädliche Raum wäre außerordentlich klein, sehr nahe Null; die Herstellung solcher Pumpen würde auch keine zu hohen Kosten verursachen, da sich Kolben und Zylinder durch Drehen, eventuell nach Kaliber, einfach und dabei genau genug herstellen lassen, um ein mühsames und zeitraubendes Einschleifen bis auf geringes Überschleifen überflüssig erscheinen zu lassen. Der Antrieb könnte dabei, eine gute Geradführung des Kolbens vorausgesetzt, entweder mittels Hebels, wie bei der GERYK-Pumpe, oder mittels Kurbel erfolgen.

abgesaugt wird, und sammelt sich in *U*, bis es so hoch gestiegen ist, daß es nach *f* überfließt, von wo es in das Spiralfallrohr *S* gelangt; nachdem es dieses durchlaufen, tritt wieder Trennung ein zwischen dem Quecksilber, welches, das Ventil *V* passierend, wieder nach *R* gelangt, und der von ihm beim Passieren von *S* mitgerissenen Luft, welche aufwärts nach *A*' übertritt. Bei *D* ist mittels Schliffes ein Trockengefäß angesetzt; *M* ist ein mittels des Hahnes *H* mit dem Vor- oder dem Hauptvakuum verbindbares kleines Manometer. Eine besondere Eigenheit dieser Pumpe bildet das Spiralfallrohr, welches meines Erachtens die Vorzüge besitzt, daß 1. schon im obersten Teile des Rohres ein Absperren seines Lumens durch das Quecksilber infolge von dessen Auftreffen auf die Wandung bewirkt wird[1]), 2. daß das Rohr bei gleicher Fallhöhe einen größeren Inhalt hat als ein gewöhnliches, gerade verlaufendes; beides sind Eigenschaften, die man wohl als für schnelles Arbeiten besonders günstig ansehen muß[2]).

Es sei dann noch bemerkt, daß diese Pumpe sich ebenso wie die des Herrn REGENER leicht in einen „Zirkulator" umwandeln läßt[3]), wenn man das im Fallrohr abgesaugte Gas nicht in das Vorvakuum übertreten läßt, sondern es gesondert abführt; eine solche Anordnung ist zweifellos bequemer als die von Herrn ERDMANN angegebene[4]), bei welcher vier Hähne zu bedienen sind.

Berlin NW., 6. August 1905.

---

[1]) Daß die Wirkung der SPRENGEL-Pumpen auf Kolbenbildung beruht, hat Herr H. BOAS gezeigt, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 2, 246—248, 1900; betr. die Stelle des Eintrittes dieser Kolbenbildung bei geradem Fallrohr vgl. die Bemerkungen von Herrn REGENER, Verhandl. d. D. Phys. Ges. 7, 235, Zeile 8—10.

[2]) Die unter 2. angeführte Eigenschaft wird allerdings wohl teilweise kompensiert durch die langsamere Bewegung des Quecksilbers.

[3]) Vgl. MUGDAN, Argon und Helium. Stuttgart, F. Encke, 1896. S. 127, Fig. 1.

[4]) Lehrbuch der anorganischen Chemie, 3. Aufl. Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1902. S. 219, Fig. 83.

Über die Beziehung des Schmelzpunktes zum Ausdehnungskoeffizienten der starren Elemente;

von H. F. Wiebe.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. März 1906.)

(Vgl. unten S. 95.)

Die von J. v. PANAYEFF[1]) mitgeteilte Beziehung des Schmelzpunktes der Metalle zu ihrem Ausdehnungskoeffizienten ist meines Wissens zuerst von dem 1890 verstorbenen englischen Chemiker TH. CARNELLEY[2]) aufgefunden worden. Die ausführliche Begründung der allgemeineren Regel, daß, je niedriger der Schmelzpunkt eines Elementes, desto größer sein Ausdehnungskoeffizient ist, hat CARNELLEY 1879 in den Berichten der deutschen chemischen Gesellschaft veröffentlicht[3]).

CARNELLEY gibt dort eine Tabelle, in der die Elemente nach der Höhe der Schmelzpunkte in absteigender Richtung geordnet sind, und zeigt an den daneben aufgeführten Ausdehnungskoeffizienten, daß diese bis auf fünf Ausnahmen mit abnehmendem Schmelzpunkte ständig wachsen.

Die fünf Ausnahmen sind Arsen, Antimon, Wismut, Tellur und Zinn, von denen die ersten drei zu der nämlichen Gruppe von Elementen gehören und unter sich dieselbe Beziehung zwischen ihren Schmelzpunkten und Ausdehnungskoeffizienten zeigen, wie die übrigen Elemente.

CARNELLEY hat diese Beziehung in der erwähnten Abhandlung auch graphisch dargestellt in der gleichen Weise, wie dies

---

[1]) J. v. PANAYEFF, Ann. d. Phys. (4) 18, 210, 1905.
[2]) TH. CARNELLEY, Vortrag in der Sitzung der Lond. Chem. Soc. vom 21. November 1878, mitgeteilt in Ber. d. deutsch. chem. Ges. 11, 2289, 1878.
[3]) Ebenda 12, 439, 1879.

nach ihm von v. PANAYEFF geschehen ist. Ferner ist von R. PICTET[1]) eine Formel aufgestellt worden, aus der sich dieselbe Beziehung ergibt, worauf C. L. WEBER[2]) kürzlich hingewiesen hat, so daß die Entdeckung in keiner Weise auf Neuheit Anspruch machen kann.

Es ist übrigens sehr wahrscheinlich, daß der CARNELLEYschen Regel ein allgemeineres Gesetz zugrunde liegt, da sie sich auch aus der von mir aufgefundenen Beziehung der spezifischen Wärme der Elemente zu ihrem Schmelzpunkte und Ausdehnungskoeffizienten herleiten läßt.

Ich habe früher[3]) gezeigt, daß die Gesamtwärmemenge, welche der Gewichtseinheit des Körpers vom absoluten Nullpunkte bis zum Schmelzpunkte zugeführt wird, in einem annähernd konstanten Verhältnis zu dem umgekehrten Wert des mit dem Atomgewicht multiplizierten Ausdehnungskoeffizienten steht. Man kann diese Regel auch so ausdrücken, daß man sagt, der Gesamtwärmeinhalt des Atoms beim Schmelzpunkt ist dem Ausdehnungskoeffizienten umgekehrt proportional.

Bezeichnet a das Atomgewicht, c die spezifische Wärme, T die absolute Temperatur des Schmelzpunktes, α den kubischen Ausdehnungskoeffizienten, so ist

$$\alpha = \frac{1}{2{,}6\,a c T}.$$

Diese Regel trifft für die regulär kristallisierenden Elemente zu; Ausnahmen bilden auch hier wieder Arsen, Antimon, Wismut, Zinn, Tellur und Jod, also in anderen Systemen kristallisierende Elemente. Der wahrscheinliche Fehler der Konstanten 2,6 ergab sich zu $\pm 0{,}04$ aus 23 Elementen, für welche damals die bezüglichen Zahlenwerte mit ziemlicher Sicherheit bekannt waren.

Da nach dem Gesetz von DULONG-PETIT $ac = 6{,}4 = const$ ist, so geht vorstehende Formel über in den einfacheren Ausdruck

$$\alpha = \frac{1}{16{,}6\,T},$$

d. h. also, der Ausdehnungskoeffizient eines Elementes ist seinem Schmelzpunkt umgekehrt proportional, wie es die CARNELLEYsche

---

1) R. PICTET, C. R. 88, 855, 1879.
2) C. L. WEBER, Ann. d. Phys. (4) 18, 868, 1905.
3) H. F. WIEBE, Ber. d. deutsch. chem. Ges. 13, 1258, 1880.

Regel verlangt. Es sei aber darauf hingewiesen, daß CARNELLEY diese quantitative Beziehung nicht aufgefunden hat.

Aus der letzteren Formel läßt sich übrigens eine Beziehung zum GAY-LUSSACschen Gesetz ableiten. Es ist nämlich, wenn β den Ausdehnungskoeffizienten der Gase bedeutet, die Konstante

$$16{,}6 = \sqrt{275} = \sqrt{\frac{1}{\beta}}.$$

Setzt man diesen Ausdruck ein, so erhält man die Formel

$$\beta = (\alpha T)^2.$$

Wenn diese einfache Regel auch keineswegs Anspruch auf allgemeine Gültigkeit machen kann, so ist es doch beachtenswert, daß sie für eine Reihe von Elementen in ziemlicher Annäherung zutrifft, wie aus nachstehender Tabelle zu ersehen ist. Die zugrunde gelegten Zahlen sind mehrfach nicht als gesichert anzusehen, aber im Mittel aus den Zahlen für das Produkt $(\alpha T)^2$ ergibt sich der Ausdehnungskoeffizient der Gase 0,003 70.

Element	Schmelzpunkt	Kubischer Ausdehnungskoeff.	$(\alpha T)^2$
Aluminium	657°	0,000 072 0	0,004 50
Blei	327	88 5	2 84
Cadmium	322	93 0	3 08
Eisen	1300	36 9	3 38
Gold	1063	43 5	3 39
Indium	155	137 7	3 51
Iridium	2200	21 3	2 78
Kobalt	1500	37 2	4 36
Kupfer	1084	51 0	4 80
Nickel	1484	38 7	4 63
Osmium	2500	20 4	3 21
Palladium	1587	35 7	4 42
Platin	1780	27 3	3 15
Rhodium	2000	25 8	3 45
Ruthenium	1800	30 0	3 87
Selen	217	113 7	3 13
Silber	961	58 2	5 17
Thallium	300	94 2	2 93
Zink	419	87 3	3 67
			Mittel 0,003 70

Hierbei ist es allerdings fraglich, ob die Übereinstimmung der Konstanten 16,6 mit $\sqrt{\frac{1}{\beta}}$ bloß zufällig ist, da β von der Temperaturskala abhängig, während αT davon unabhängig ist. Immerhin bleibt die Beziehung, die in der vorstehenden Tabelle zum Ausdruck kommt, interessant genug, um vielleicht zum Ausgangspunkt einer weiteren Betrachtung zu dienen.

Jahrg. 4 **Heft 6**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. **30. März 1906.** **Nr. 6.**

Sitzung vom 9. März 1906.

Vorsitzender: Herr M. Planck.

Hr. **W. Nernst** macht eine nachträgliche Bemerkung zu seinem Vortrage:

Über den Schmelzpunkt des Platins.

Sodann berichtet Hr. **A. Koepsel:**

Über gleichmäßig veränderliche hohe Widerstände und Selbstinduktionen.

Ferner spricht Hr. **H. F. Wiebe:**

Über die Beziehung des Schmelzpunktes zum Ausdehnungskoeffizienten der starren Elemente.

(Vgl. diese Verh. S. 91.)

Weiter legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung vor von Hrn. **J. Stark:**

Die elektrische Ladung der Träger von Duplet- und Tripletserien.

Endlich wird eine Mitteilung, welche Hr. **Erich Ladenburg** über gemeinsam mit Hrn. ERICH LEHMANN ausgeführte Untersuchungen:

Über das Absorptionsspektrum des Ozons

zu machen gedachte, der vorgerückten Zeit halber auf nächste Sitzung vertagt, doch wird die Mitteilung inzwischen bereits in den Verhandlungen abgedruckt.

Bestimmung hoher Temperaturen mit Hilfe chemischer Gleichgewichte und der beiden Wärmesätze;

von H. v. Wartenberg.

Aus dem Institut für phys. Chemie der Universität Berlin.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. Februar 1906.)

(Vgl. oben S. 59.)

Zur Ergänzung unserer Temperaturmessung, die bis 1470°[1]) auf dem Luftthermometer und weiterhin auf den Strahlungsgesetzen basiert, hat NERNST[2]) vorgeschlagen, unter Benutzung chemischer Gleichgewichte lediglich mit Hilfe der beiden Wärmesätze Temperaturbestimmungen auszuführen. In der nachfolgenden Notiz soll dies am Beispiel des Wasserdampfes durchgeführt werden.

Wie an anderem Ort[3]) ausführlich gezeigt werden soll, wurde die Reaktion

$$2\,H_2O \rightleftarrows 2\,H_2 + O_2$$

im Temperaturgebiete von 1400 bis 2300° untersucht und der Dissoziationsgrad, d. h. die Wasserstoffkonzentration im Wasserdampf, x bei verschiedenen Temperaturen bestimmt. Bei den niederen Temperaturen wurde x gemessen durch Analyse von Wasserdampf, der ein glühendes Rohr passiert hatte. Die Temperaturmessung erfolgte mit einem fortwährend durch den Goldschmelzpunkt kontrollierten Thermoelement. Bei höheren Temperaturen versagt diese Methode infolge der Wiedervereinigung der Reaktionsprodukte beim Abkühlen des Dampfes und es wurde daher die Methode LÖWENSTEINS[4]) (aus dem Göttinger Institut

---

[1]) Alle Temperaturangaben in dieser Arbeit sind in absoluter Zählung gemacht.

[2]) NERNST, Phys. ZS. 5, 734, 1903.

[3]) Voraussichtlich in ZS. anorg. Chem.

[4] LÖWENSTEIN, Diss. Göttingen 1905.

für physikalische Chemie) benutzt, der vermittelst einer nur für Wasserstoff durchlässigen Platinwand direkt im glühenden Ofen den Partialdruck des Wasserstoffs maß. Die Temperaturmessung erfolgte dabei mittels eines Wannerpyrometers, das mit einem Thermoelement verglichen war. Leider war diese Messung nicht sehr genau. Dieselbe Methode wurde von mir bei den höchsten erreichten Temperaturen angewandt, nur mit Benutzung von Iridium anstatt Platin als Diffusionswand. Die Temperaturmessung erfolgte dabei nur durch ein sorgfältig geeichtes [1]) Wannerpyrometer, wobei noch wegen Schwärzung und gleichmäßiger Temperaturverteilung im Ofen besondere Vorsichtsmaßregeln getroffen waren.

Die erhaltenen Resultate sind in Tab. 1 zusammengestellt:

Tabelle 1.

Beobachter	T	x Proz.
NERNST und v. WARTENBERG [2])	1397	0,0073
	1480	0,0189
	1561	etwa 0,034
LÖWENSTEIN	1720	0,102
	1800	0,181
	1890	0,354
	1970	0,518
v. WARTENBERG	2155	1,18
	2257	1,77

Hierbei bedeuten also die unter x angegebenen Zahlen die Wasserstoffkonzentration in Prozenten. Diese Dissoziationsgrade stehen mit der Konstante des Massenwirkungsgesetzes in der Beziehung [3]):

$$K = \frac{[O_2][H_2]^2}{[H_2O]^2} = \frac{P}{RT}\,\frac{x^3}{(2+x)(1-x)^2}, \quad \dots \quad 1)$$

wo P den Druck (hier gleich 1) und R die Gaskonstante 0,0821 bedeuten.

Die Basis unserer weiteren Betrachtungen ist nun der zweite

---

[1]) Vgl. NERNST u. v. WARTENBERG, Verh. D. Phys. Ges. 8, 48—58, 1906.
[2]) NERNST u. v. WARTENBERG, Gött. Nachr. 1905, Heft 1.
[3]) Vgl. z. B. NERNST, Theor. Chemie 4, 644.

Hauptsatz in der ihm von VAN 'T HOFF gegebenen Form der Reaktionsisochore:

$$\frac{d\ln K}{dT} = \frac{Q}{RT^2}, \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

wo der Zusammenhang zwischen der Gleichgewichtskonstante K, der Wärmetönung Q einer Reaktion und T gegeben ist. Für größere Temperaturintervalle muß Q als Temperaturfunktion gesetzt werden. Dies geschieht nach KIRCHHOFF auf Grund des ersten Wärmesatzes durch die Beziehung:

$$\frac{dQ}{dT} = \Sigma\nu_e C_e - \Sigma\nu_v C_v \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

worin C_e bzw. C_v die Molekularwärmen bei konstantem Volum und $\Sigma\nu$ die Anzahl der entstehenden bzw. verschwindenden Moleküle sind. Diese Molekularwärmen lassen sich nun mit ausreichender Genauigkeit als Potenzreihen mit ganzzahligen Exponenten von T ausdrücken:

$$\left.\begin{aligned} C_e &= \alpha_e + \beta_e T + \gamma_e T^2 + \ldots \\ C_v &= \alpha_v + \beta_v T + \gamma_v T^2 + \ldots \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

Aus 3) und 4) folgt für Q:

$$Q = Q_0 + (\Sigma\nu_e\alpha_e - \Sigma\nu_v\alpha_v)T + (\Sigma\nu_e\beta_e - \Sigma\nu_v\beta_v)T^2 \ldots \quad 5)$$

worin Q_0 die Wärmetönung beim absoluten Nullpunkt ist. Bezeichnet man nun noch der Kürze halber die Koeffizienten von T in 5) mit α, β usw., so erhält durch Einsetzen in 2) und Integration zwischen T_0 und T:

$$\ln K - \ln K_0 = \frac{Q_0}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right) + \frac{\alpha}{R}\ln\frac{T}{T_0} + \frac{\beta}{R}(T - T_0) + \cdots \quad 6)$$

Für den vorliegenden Fall des Wasserdampfes wurde für Q der Wert 116000 Cal. für die eingangs erwähnte Reaktion benutzt und für die spezifischen Wärmen die Messungen von HOLBORN [1]). Es wurde gesetzt für die mittleren Molekularwärmen bei konstantem Volumen:

Wasserdampf: $C_v = 5{,}61 + 0{,}000769\,T$

Wasserstoff und Sauerstoff: $C_e = 4{,}654 + 0{,}000268\,T$.

---

[1]) HOLBORN, Wissensch. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 148, 1904 und Ann. d. Phys. (4) 18, 750, 1905.

Indem man noch für T_0 1000 und für K_0 eine sich den Beobachtungen möglichst anschließende Zahl setzt, findet man für 6):

$$\left.\begin{array}{l} log \dfrac{2\,x^3}{(2+x)(1-x)^2} = 11{,}38 - \dfrac{25030}{T} \\ + 2{,}38\, log \dfrac{T}{1000} - 0{,}0001605\,(T - 1000) \end{array}\right\} \quad . \; . \; 7)$$

In Tabelle 2 sind die Resultate dieser Formel mit den Beobachtungen verglichen:

Tabelle 2.

I Differenz der x beob.-ber. in Proz.	II x Proz. ber.	III x Proz. beob.	IV T beob.	V T ber.	VI Differenz der T beob.-ber.
— 6,9	0,0082	0,0073	1397	1404	— 7°
+ 3,1	0,0183	0,0189	1480	1476	+ 4
— 9,4	0,0372	etwa 0,034	1561	1573	— 12
— 20	0,123	0,102	1720	1750	— 30
— 14	0,207	0,181	1800	1823	— 23
0	0,353	0,354	1890	1890	0
— 5,6	0,547	0,518	1970	1982	— 12
— 12,8	1,33	1,18	2155	2183	— 28
— 14,1	2,02	1,77	2257	2288	— 31

In der Mitte stehen die Zahlen der Tabelle 1; links schließen sich zur Orientierung die nach Formel 7) berechneten x-Werte und ihre Abweichungen von den beobachteten an. Das Hauptgewicht wurde bei der Berechnung auf den zweiten Wert von oben gelegt, da dort die Beobachtungsgenauigkeit nach der Strömungsmethode am größten war (etwa ± 5 Proz.). Bei den nach der LÖWENSTEINschen Methode gemessenen anderen x-Werten ist die Genauigkeit größer (etwa ± 2 Proz.), aber die Temperatur nicht mit derselben Sicherheit bestimmt. Nimmt man nun die beobachteten x-Werte als die richtigen an, so kann man auch nach 7) die dazu gehörigen Temperaturen berechnen, was in Spalte V und VI geschehen ist. Da es für die Genauigkeit der Temperaturbestimmung von Interesse ist, sind noch in Tabelle 3 Zahlen für die x-Werte angegeben, die andeuten, wie

groß die prozentuale Änderung von x ist, wenn die T um je 10° höher angenommen werden.

Tabelle 3.

bei T	Erhöhung von x Proz.
1397	10
1561	7,9
1800	6,2
1970	4,8
2257	4,5

Je höher man also mit der Temperatur geht, um so weniger genau kann man sie aus den gewonnenen x-Werten berechnen. Immerhin machen bei 2000° 1° Temperaturerhöhung 0,5 Proz. aus, während beim Luftthermometer 1° nur 0,05 Proz.-Volum oder Druckänderung ergeben.

Wie aus Tabelle 2 ersichtlich, stimmen die berechneten T mit den beobachteten bis auf eine maximale Differenz von 1,5 Proz. zusammen, wenn man, wie geschehen, von 1400°, d. h. von dem mit dem Luftthermometer erreichten Teile der Temperaturskala ausgeht. Die aus den Strahlungsgesetzen abgeleiteten Temperaturen fallen also mit den aus dem chemischen Gleichgewicht abgeleiteten recht gut zusammen.

Immerhin liegt aber eine stets nach einer Seite fallende Differenz zwischen den berechneten und beobachteten Temperaturen vor. Dafür scheint nun der Grund in dem zu kleinen Temperaturkoeffizienten der spezifischen Wärme von Wasserdampf zu liegen. Holborn hat diese Zahl nur bis 1070° ermittelt und hier ist sie bis 2300° linear extrapoliert. In der Tat findet nun Langen [1]) einen viel höheren Temperaturkoeffizienten nach der Explosionsmethode, die allerdings nicht ganz einwandfrei ist. Versucht man nun eine Formel aufzustellen, die sich den beobachteten Werten besser anschmiegt durch Veränderung des Koeffizienten

---

[1]) Langen, Forschungsarbeiten, herausg. vom Verein deutsch. Ing., Heft 8, 1903.

der linearen Formel, so erreicht man dies in der Tat durch den Ausdruck:

$$C_v = 5{,}189 + 0{,}00154\,T, \quad \ldots\ldots \quad 8)$$

durch dessen Anwendung man folgenden Tabelle 4 erhält:

Tabelle 4.

T beob.	T ber.	Diff. beob.-ber.
1397	1409	— 12°
1480	1475	+ 5
1800	1811	— 11
2155	2150	+ 5
2257	2250	+ 7

Hier ist der Koeffizient aber um 100 Proz. vergrößert, ein offenbar unzulässiges Verfahren. Immerhin zeigt diese zur Ausgleichung von etwa 30° bei 2300° nötige kolossale Änderung, wie wenig die Glieder in Formel 6), worin die spezifischen Wärmen vorkommen, ausmachen bei dieser Art der Temperaturbestimmung.

Richtiger erscheint nun, an Stelle der linearen Extrapolationsformel eine quadratische zu suchen, die auch bei niederen Temperaturen eine gute Übereinstimmung mit den HOLBORNschen Werten zeigt. Dies leistet der Ausdruck:

$$C_v = 5{,}61 + 0{,}000717\,T + 3{,}12 \,.\, 10^{-7}\,T^2 \quad \ldots \quad 9)$$

Tabelle 5 gibt eine Übersicht über die mittleren Molekularwärmen nach den verschiedenen Autoren:

Tabelle 5.

T	HOLBORN	Formel 9)	LANGEN
0— 500°	5,995	6,046	6,385
0—1000	6,379	6,639	7,46
0—1500	6,763	7,388	8,54
0—2000	7,148	8,292	9,61

Bis 1000° stimmt also der HOLBORNsche Ausdruck und Formel 9) genügend zusammen, darüber hinaus wächst Formel 9) stärker. Der LANGENsche Ausdruck gibt stets höhere Werte, so daß Formel 9) in der Mitte zwischen beiden liegt.

Aus 6) und 9) erhält man die Beziehung:

$$\left.\begin{aligned} log\frac{2x^3}{(2+x)(1-x)^2} &= 11{,}46 - \frac{25030}{T} + 2{,}38\,log\frac{T}{1000} \\ &- 1{,}38.10^{-4}(T-1000) - 0{,}685.10^{-7}(T^2-1000^2) \end{aligned}\right\} \quad 10)$$

und hieraus Tabelle 6.

Tabelle 6.

T beob.	*T* ber.	Diff. beob.-ber.
1397	1412	— 15°
1480	1477	+ 3
1800	1817	— 17
2155	2155	+ 0
2257	2257	+ 0

Schließlich mögen noch in Tabelle 7 die mit den LANGENschen Zahlen berechneten Temperaturen folgen:

Tabelle 7.

T beob.	*T* ber.	Diff. beob.-ber.
1480	1460	+ 20°
2155	2110	+ 45
2257	2197	+ 60

Hier liegen also die berechneten Temperaturen infolge des zu hohen Temperaturkoeffizienten weit über die Beobachtungsfehler hinaus zu tief.

Diese letzteren Betrachtungen sollen nur dazu dienen, um für die einzige nicht hinlänglich bekannte, allerdings nicht sehr schwerwiegende Größe in Gleichung 6), die Molekularwärme, einen wahrscheinlichen Wert abzuleiten unter Voraussetzung der Richtigkeit der Beobachtungen.

Zum Schlusse erlaube ich mir noch, Herrn Prof. NERNST meinen verbindlichsten Dank abzustatten für Anregung und Beihilfe zu dieser Arbeit.

Über polarisierte Lichtemission bewegter Atomionen senkrecht zur Translationsrichtung;

von J. Stark.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 12. Januar 1906[1]).

(Vgl. oben S. 9.)

1. Einleitung. W. Wien[2]) hat nachgewiesen, daß die Kanalstrahlen Teilchen sind, welche eine Masse von der Ordnung der chemischen Atome, eine positive Ladung und eine große Geschwindigkeit besitzen. Wie der Dopplereffekt[3]) an den Kanalstrahlen lehrt, emittieren eben diese Teilchen (positive Atomionen) intensiv ein Linienspektrum, während sie in einer Translation von großer Geschwindigkeit begriffen sind. Nach dem Zeemaneffekt sind die Zentren der Emission der Spektrallinien negative Elektronen.

Die elektromagnetischen Kräfte zwischen den emittierenden negativen Elektronen und der mit ihnen verketteten positiven Restladung erfahren nach H. A. Lorentz[4]) durch die Translation eine Änderung, welche von der Ordnung $\frac{v^2}{c^2}$ ist, wenn v die Geschwindigkeit der Translation, c diejenige des Lichtes bedeutet. Ob bei der Translation emittierender positiver Atomionen eine Art von Zeemaneffekt aufzutreten vermag, muß erst noch näher untersucht werden.

Aus der Kombination von Translation und Lichtemission resultiert eine Druckkraft auf das emittierende bewegte Atomion entgegen der Translationsrichtung. Diese Druckkraft ist proportional der ersten Potenz der Geschwindigkeit der Translation.

---

1) Die Mitteilung ist in ihrer endgültigen Form am 7. März 1906 beim Herausgeber eingegangen.

2) W. Wien, Ann. d. Phys. (4) 5, 421, 1901; 8, 257, 1902; 9, 660, 1902; 13, 669, 1903.

3) J. Stark, Phys. ZS. 6, 892, 1905.

4) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern. Leiden 1895.

W. Voigt[1]) hat theoretisch den Fall untersucht, daß ein Teilchen, welches Spektrallinien emittiert, unter dem deformierenden Zwange einer konstanten elektrischen Kraft steht. Nach ihm bewirkt eine solche konstante Kraft eine Änderung der Periode der ausgesandten Spektrallinien; normal zu den Kraftlinien beobachtet, wird jede Spektrallinie in ein Duplet durch die Kraft zerlegt; beide Komponenten sind gegen die unveränderte Spektrallinie nach derselben Seite verschoben und zwar diejenige Komponente weiter, welche parallel der Richtung der Kraft schwingt. Die Verschiebung ist proportional dem Quadrat der Kraft.

M. Abraham[2]) hat die Emission eines negativen Elektrons untersucht, welches in einer Translation begriffen ist und gleichzeitig longitudinal oder transversal zur Translationsrichtung schwingt. Nach ihm ist bei gleicher Schwingungszahl der zwei Schwingungen das Verhältnis der im Mittel in der Sekunde ausgestrahlten Energiemengen (longitudinal : transversal)

$$\frac{c^2}{c^2 - v^2}.$$

Die emittierenden negativen Elektronen und die positive Ladung eines Kanalstrahlteilchens sind untereinander gekoppelt. Es ist möglich, daß die aus der Translation resultierende elektromagnetische Kraft oder der Lichtdruck das bewegte emittierende Atomion in bezug auf die Translationsrichtung zu orientieren suchen und so eine Polarisation des emittierten Lichtes bedingen.

2. Polarisation der Gesamtemission. An Kanalstrahlen in Wasserstoff habe ich nachstehende Beobachtungen über die Lichtemission normal zur Translationsrichtung angestellt. Wie ich mit Hilfe des Dopplereffektes zeigen konnte, sind die Kanalstrahlen in Wasserstoff einwertige positive Atomionen; sie emittieren intensiv die bekannte Linienserie H_α, H_β,... Ich arbeitete hauptsächlich mit zwei Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen, mit $0{,}89 \cdot 10^8$ und mit $1{,}26 \cdot 10^8$ cm · sec^{-1}. Diese Geschwindigkeit wurde aus dem Kathodenfall (4000 bzw. 8000 Volt) berechnet; diese Spannung wurde durch Serienschaltung mehrerer Hochspannungsbatterien und einer Hochspannungsdynamo gewonnen.

[1]) W. Voigt, Ann. d. Phys (4) 4, 197, 1901.
[2]) M. Abraham, Ann. d. Phys. (4) 14, 282, 1904.

Beobachtet man durch einen Nicol oder eine Turmalinplatte die Gesamtemission der Kanalstrahlen in Wasserstoff, so kann man mit dem ausgeruhten Auge bei Abblendung von jedem anderen Licht folgendes konstatieren. Erst stelle man den Polarisator so, daß er die elektrischen Schwingungen parallel der Translationsrichtung der Kanalstrahlen durchläßt; man beobachtet dann die überwiegend rötliche Gesamtemission. Dreht man darauf den Polarisator schnell um 90°, so wird die Gesamtemission einerseits etwas schwächer, andererseits wird sie etwas bläulich. Es wird nämlich die Intensität der Linienserie geringer, während die in der Gesamtfarbe bläuliche Intensität des Bandenspektrums ungeändert bleibt.

Man kann auch das Kanalstrahlenbündel durch ein WOLLASTONsches Doppelprisma betrachten. Man sieht dann zwei Bilder des Bündels nebeneinander; in dem einen erfolgen die Lichtschwingungen parallel, in dem anderen senkrecht zur Strahlenrichtung. Jenes Bild erscheint dann etwas intensiver als dieses, besonders bei einer geringen Bewegung des Auges oder des Prismas.

Der Intensitätsunterschied der Schwingungen senkrecht und parallel der Translationsrichtung ist sehr gering; er ist für das Auge nur durch die zeitliche Schwankung der Intensität merklich. Es ist mir nicht möglich, eine sichere Zahl für das Intensitätsverhältnis anzugeben.

3. Verschiebung von Spektrallinien durch Translation. Die Emission der Kanalstrahlen in Wasserstoff, normal zur Translationsrichtung, habe ich weiter spektrographisch untersucht. Hierzu diente erstens ein Prismenspektrograph; dessen Dispersion ist leider für H_β (3,2), H_γ (2,4) und H_δ (1,9 Ångström auf 0,1 mm) gering. Zweitens verwendete ich ein kleines ROWLANDsches Konkavgitter von 1 m Radius, das mir gütigst Herr Prof. C. RUNGE lieh; die Dispersion desselben beträgt im Spektrum erster Ordnung etwa 1,6 Ångström auf 0,1 mm; indes erwies sich die Intensität des Kanalstrahlenlichtes leider als zu gering für dasselbe. Selbst wenn vor den Spalt kein Polarisator gesetzt wurde, mußte ich 12 Stunden exponieren, um H_β, H_γ und H_δ nur schwach zu erhalten. Ich machte mit dem Prismenspektrographen Beobachtungen über eine Zerlegung der Linien in polarisierte Kompo-

nenten; da ich sie indes nicht mit dem Gitter kontrollieren konnte, so sehe ich von ihrer Mitteilung ab.

Ein Resultat indes ergaben beide Spektrographen, das Gitter besser als der Prismenapparat. Beim Vergleich der Spektrogramme, welche ich von der negativen Glimmschicht und von den Kanalstrahlen normal zur Translationsrichtung erhalten habe, finde ich folgendes. Die Linien der negativen Glimmschicht rühren von relativ langsamen Teilchen her, sowohl die Linienserie H_α, H_β, als auch die zweiten Wasserstofflinien. Nimmt man letztere auch in den Kanalstrahlen als ruhend an — sie zeigen ja keinen Dopplereffekt —, so erscheinen die Linien H_β, H_γ nach Rot verschoben. Die Genauigkeit der Messungen dieser Verschiebung ist eine geringe. Die Verschiebung nach Rot scheint proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit der Translation zu sein, außerdem proportional der Wellenlänge, sie beträgt bei H_β 0,8 Ångström für $v = 1,2 \cdot 10^8\,\text{cm} \cdot \text{sec}^{-1}$. Parallel der Verschiebung nach Rot geht eine Verbreiterung, die ebenfalls proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit zu sein scheint.

Die Verschiebung der Linienserien nach Rot halte ich für sicher; den vorstehenden quantitativen Angaben messe ich aber nur einen geringen Wert bei, da die Abweichungen zwischen verschiedenen Spektrogrammen bis zu 30 Proz. betragen, wenn auch alle dasselbe Vorzeichen des Effektes geben.

Da die α-Strahlen der radioaktiven Substanzen eine noch viel größere Geschwindigkeit besitzen als die Kanalstrahlen in Vakuumröhren, so muß bei ihnen die Verschiebung der normal zur Translation emittierten Linien ganz besonders groß sein.

4. Verschiebung von Spektrallinien durch Druckänderung. Wenn die Wellenlänge von Spektrallinien durch die Translation der positiv geladenen Träger bei Beobachtung normal zur Translation geändert erscheint, so müssen auch bei Beobachtung in der Translationsrichtung die Wellenlängen nach Rot verschoben erscheinen. Nur tritt für diese Richtung keine Zerlegung, sondern nur eine einfache Verschiebung ein. Denn die elektrischen Schwingungen erfolgen jetzt alle senkrecht zur Translationsrichtung.

Wenn die von mir beschriebene Verschiebung von Spektrallinien infolge der Translation ihrer positiven Träger bei den

Kanalstrahlen existiert, so muß sie auch bei der Emission von Serienlinien durch den Lichtbogen oder die Flamme vorhanden sein. In diesem Falle haben die positiven Atomionen nicht alle die gleiche Translationsrichtung wie bei den Kanalstrahlen, sondern Geschwindigkeiten nach allen möglichen Richtungen. Infolgedessen tritt zunächst der Dopplereffekt in Erscheinung; infolge der Translation leuchtender Atomionen im Visionsradius tritt eine Verbreiterung der Linien nach Rot und Violett auf. Außerdem muß aber für alle Geschwindigkeitsrichtungen, sowohl parallel wie normal zum Visionsradius, eine Verschiebung der Linie nach Rot eintreten, es muß also das beobachtete Intensitätsmaximum gegen die ruhende Linie nach Rot verschoben erscheinen. Diese Verschiebung einer Linie nach Rot muß proportional $\frac{v_m^2}{c^2}$ sein, wo v_m die mittlere Geschwindigkeit ist; gilt das MAXWELLsche Verteilungsgesetz, so ist die Verschiebung proportional der absoluten Temperatur.

Nun ist in der Tat eine Wirkung bekannt, welche die Serienlinien nach Rot verschiebt. Erhöht man nämlich den Druck, unter dem ein Lichtbogen brennt, so werden die von ihm emittierten Spektrallinien nach Rot verschoben [1]). Von verschiedenen Seiten wird bestritten, daß diese Verschiebung der Linien die Wirkung einer Erhöhung der Temperatur sei. Ich selbst habe an früherer Stelle eine andere Erklärung jener Erscheinung für wahrscheinlich erklärt, nämlich die Hypothese [2]) von FITZGERALD, daß die Druckerhöhung durch die Änderung der Dielektrizitätskonstante die Linien verschiebe. Indes schließt das bis jetzt vorliegende Tatsachenmaterial die neue hier gegebene Erklärung nicht aus. Eine Erhöhung des Druckes, unter dem ein Lichtbogen brennt, hat nämlich eine Erhöhung der Temperatur der emittierenden Säule des Lichtbogens zur Folge. Erhöhung der Stromstärke bei konstantem Druck vergrößert lediglich den Querschnitt der Säule und erhöht unter Umständen die Temperatur der Anode, läßt aber die Temperatur der Säule, welche die Linien emittiert, ungeändert.

---

[1]) H. KAYSER, Handb. d. Spektroskopie 2, 322.

[2]) Wie ich nachträglich finde, ist diese Hypothese unabhängig von FITZGERALD auch von J. LARMOR (Rep. Brit. Ass. 1897, S. 555) aufgestellt worden.

Die Verbreiterung, welche gleichzeitig mit der Verschiebung eintreten muß infolge der Gegenwart aller möglichen Geschwindigkeiten, ist kleiner als die Verbreiterung durch den Dopplereffekt. Denn dieser Effekt geht proportional $\frac{v}{c}$, jener proportional $\frac{v^2}{c^2}$.

5. Verbreiterung von Spektrallinien durch Erhöhung der Dichte von Ionen. Im Zeemaneffekt ist es die äußere magnetische Kraft, welche die Periode der im positiven Atomion emittierenden negativen Elektronen ändert. Welche Kraft bei der Translation der positiven Atomionen die Linien nach Rot verschiebt, muß erst ermittelt werden. Ein Einfluß einer äußeren elektrischen Kraft auf die Emission von Spektrallinien ist experimentell noch nicht nachgewiesen worden; da die Serienspektra von positiven Atomionen emittiert werden, so kann man diese nicht der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes unterwerfen, ohne ihnen gleichzeitig in einem elektrischen Strom eine Geschwindigkeit zu erteilen. Vielleicht aber finden wir jenen Einfluß der elektrischen Kraft in der Verbreiterung der Serienlinien durch Erhöhung der Dichte der leuchtenden Atomionen.

Die Träger der Serienspektra sind nach meinen Beobachtungen positiv geladene Atomionen, sie besitzen also ein elektrisches Feld. Ist das elektrische Elementarquantum $\varepsilon = 3 . 10^{-10}$ stat. Einheiten, der Durchmesser eines Atoms 10^{-8} cm, so beträgt für ein einwertiges Ion noch in einem Abstande, welcher gleich dem Zehnfachen des Durchmessers ist, die elektrische Feldstärke $3 . 10^4$ stat. Einheiten oder $9 . 10^6$ Volt $\times$ cm^{-1}. Befindet sich darum ein emittierendes Atomion in diesem Abstande von einem anderen Ion, so kann die resultierende elektrische Feldstärke die Periode der negativen Elektronen des Atomions beeinflussen. Es muß nach der von W. Voigt (l. c.) gegebenen Theorie eine Verschiebung der emittierten Wellenlänge eintreten, welche proportional der Größe $\frac{k'}{k^3} \lambda . R^2$ ist, wo R die Feldstärke ist, k und k' die quasielastische Kraft gemäß der Gleichung $X = -(k + k' r^2) x$ bestimmen. Je nach dem Vorzeichen von k' kann die Verschiebung durch die elektrische Kraft nach Rot oder Violett erfolgen. Da

in einer leuchtenden Gasmasse die Abstände zwischen den emittierenden Atomionen und negativen Ionen alle möglichen Werte haben, so kommen auch alle möglichen Verschiebungen der Linie vor, oder mit anderen Worten, diese erscheint verbreitert und zwar überwiegend nach Rot oder Violett; mit steigender Dichte der Ionen wächst die Zahl der kleineren möglichen Abstände und darum die Intensität in der Verbreiterung der Linien der Atomionen. Deren Größe hängt von dem Werte $\frac{k'}{k^3}$ für eine Serie ab; ihre Struktur ist aus einer Wahrscheinlichkeitsbetrachtung über die Zahl der möglichen vorkommenden Abstände der emittierenden positiven Atomionen von benachbarten Ionen zu ermitteln. Diese Verbreiterung durch Dichteänderung ist bei konstanter Temperatur möglich, also bei Konstanz der Verbreiterung durch den Dopplereffekt.

Sieht man ab von der Intensität, so liegt auf der Hand, daß nach dem Vorstehenden die Linien der Atomionen J_1 verbreitert werden können, sowohl durch Erhöhung der Dichte von J_1 als auch durch Erhöhung der Dichte anderer Ionen J_2. Ich mischte KCl etwas NaCl bei und beobachtete die Linien D_1 und D_2, welche bei Einführung einer Salzperle aus dem Gemisch in die Bunsenflamme diese zur Emission brachte; sie erschienen, solange KCl verdampfte, ebenso unscharf, wie bei Einführung einer reinen NaCl-Perle; nur waren sie in letzterem Falle viel intensiver. Ob hier wirklich die oben theoretisch abgeleitete Ursache die Verbreiterung bewirkte, soll noch nach anderen Methoden geprüft werden.

Göttingen, Februar 1906.

Die elektrische Ladung der Träger von Duplet- und Tripletserien;

von J. Stark.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. März 1906.)

(Vgl. oben S. 96.)

Wie ich gezeigt habe, läßt sich durch Beobachtung des Dopplereffektes[1]) an Kanalstrahlen experimentell ermitteln, welche Spektra die positiven Ionen (Kanalstrahlen) emittieren. Ich habe derartige Untersuchungen an den Kanalstrahlen in Wasserstoff, Kalium- und Quecksilberdampf zusammen mit den Herren S. Kinoshita, K. Siegl und W. Hermann angestellt; in einzelnen Abhandlungen werden wir ausführlich unsere Methoden und Messungen beschreiben. Hier seien die hauptsächlichen Resultate jener Untersuchungen mitgeteilt und einige allgemeine Schlußfolgerungen daran geknüpft.

Die Linienserie (H_α, H_β...) des Wasserstoffs ist eine erste Nebenserie. Ihre Linien stellen sich bei genauer Analyse als Duplets dar; der Abstand der zwei Komponenten beträgt nach A. Michelson[2]) für H_α 0,14 Ångström, für H_β 0,08 Å.; nach den Messungen von H. Ebert[3]) ist der Abstand der Komponenten von H_α 0,132 Å. Wie in jeder anderen ersten Nebenserie von Duplets ist auch bei Wasserstoff die Differenz der Schwingungszahlen der Komponenten eines Duplets durch die ganze Serie konstant. Diese

---

[1]) J. Stark, Phys. ZS. 6, 892, 1905.
[2]) M. Michelson, Phil. Mag. (5) 34, 280, 1892.
[3]) H. Ebert, Wied. Ann. 43, 790, 1891.

Anmerkung. — Um ein Mißverständnis auszuschließen, sei hier noch einmal ausdrücklich betont, daß ich zwischen „Trägern" der Serienspektra und „Emissionszentren" dieser Spektra unterscheide. In allen früheren Veröffentlichungen habe ich wie hier als „Träger" der Linienspektra die positiven Atomionen, als „Zentren" die negativen Elektronen im positiven Ion erklärt. Der Gedanke an eine Emission der Serienlinien durch eine periodische Beschleunigung des positiven Elementarquantums lag mir durchaus fern.

Differenz berechnet sich auf Grund der Messungen von MICHELSON für H_α zu 0,33, für H_γ zu 0,34 auf 1 cm Weg im Vakuum. Meine früheren und neueren Beobachtungen ergeben, daß die erste Nebenserie von Duplets des Wasserstoffs einwertige positive Atomionen als Träger hat, d. h. Wasserstoffatome, welche ein negatives Elektron verloren haben.

In gewissen Sternen ist eine zweite Nebenserie des Wasserstoffs gefunden worden. Aus ihrer spektralen Lage hat J. R. RYDBERG [1]) die Hauptserie des Wasserstoffs berechnet. Als erste Linie dieser Serie gibt er die Wellenlänge 4687,88 Å. an; diese Linie ist in den Sternen mit hellen Linien beobachtet worden. Sie findet sich (bei etwas größerer Wellenlänge) auch in allen Spektrogrammen, welche ich teils allein, teils zusammen mit Herrn KINOSHITA an den Kathoden- und Kanalstrahlen in Wasserstoff aufgenommen habe. Jene Hauptserienlinie des Wasserstoffs — sie sei H_a genannt — zeigt nun in den Kanalstrahlen ebenfalls den Dopplereffekt und zwar in derselben Größe wie die erste Nebenserie von Duplets; die Hauptserie des Wasserstoffs H_a, H_b..., welche wahrscheinlich ebenfalls aus Duplets besteht, hat darum den gleichen Träger wie die erste Nebenserie, nämlich das einwertige positive Wasserstoffion.

Weiter habe ich zusammen mit Herrn SIEGL ein Duplet einer Hauptserie untersucht, nämlich das zweite Duplet der Hauptserie des Kaliums (4047,36 - 4044,29). Beide Komponenten zeigen in den Kanalstrahlen den Dopplereffekt und zwar in einer Größe, wie er für ein Kaliumatom zu erwarten ist, das nur ein negatives Elektron verloren hat. Demnach hat auch bei den Alkalien die Hauptserie von Duplets einwertige positive Ionen als Träger.

Im Spektrum des Quecksilbers hat man bis jetzt nur Serien von Triplets aufgefunden und zwar eine erste und eine zweite Nebenserie (KAYSER und RUNGE). Mit Hilfe eines kleinen Konkavgitters, das mir Herr Prof. C. RUNGE gütigst zur Verfügung stellte, gelang es mir unter Beihilfe von Herrn W. HERMANN, auch bei den Linien des Quecksilbers den Dopplereffekt nachzuweisen. Wie sich ergab, besitzen alle Komponenten eines Triplets und noch weiter alle Triplets einer Serie das gleiche Ion als Träger; ja weiter,

[1]) J. R. RYDBERG, Astrophys. Journ. 6, 233, 1897.

es zeigen die Linien der ersten und der zweiten Tripletserie der Art und Größe nach denselben Dopplereffekt. Beide Nebenserien von Triplets des Quecksilbers besitzen also den gleichen Träger, das zweiwertige Quecksilberion; es ist nämlich der Dopplereffekt tatsächlich so groß, wie er sich bei Annahme von Zweiwertigkeit des Kanalstrahlenteilchens theoretisch berechnen würde.

Die Linien des Quecksilbers, welche nicht zu den Tripletserien gehören, zeigen auch einen Dopplereffekt; indes unterscheiden sie sich in der Art und Größe desselben von den Linien der zwei Tripletserien. Es sind Linien vorhanden, bei denen der Dopplereffekt größer ist als bei den Tripletserien; der Träger dieser Linien ist also ein höherwertiges Quecksilberion, d. h. ein Quecksilberatom, das mehr als zwei negative Elektronen verloren hat. Zu diesen höherwertigen Linien gehört beispielsweise die Linie 4078,1.

Endlich sind Linien im Quecksilberspektrum vorhanden, welche einen kleineren Dopplereffekt zeigen als die Linien der Tripletserien; ihre Verschiebung ist nämlich rund 1,5 mal kleiner als diejenige einer Tripletserienlinie von gleicher Wellenlänge. Ihr Träger ist darum nicht ein zwei-, sondern ein einwertiges positives Quecksilberion. Zu diesen Linien gehören die Wellenlängen 2536,72; 4339,47-3021,64; 3984,08-2847,85. Es scheint, daß 2536,72 die erste Komponente einer Hauptserie von Duplets ist, daß das Paar 4339,47-3021,64 zu einer ersten Nebenserie von Duplets, das Paar 3984,08-2847,85 zu einer zweiten Nebenserie von Duplets gehört. Ist dem so, so bestätigt sich bei Quecksilber, daß die Haupt- und die erste Nebenserie von Duplets einwertige positive Ionen als Träger hat.

Bei einer kühnen Verallgemeinerung der vorstehenden experimentellen Resultate ergeben sich folgende Sätze. Die Träger der Linienspektra der chemischen Elemente sind positive Atomionen. Alle Linien einer Serie haben denselben Träger; ja es emittiert derselbe Träger gleichzeitig sogar mehrere Serien. Der Träger der Hauptserie und der Nebenserien von Duplets ist ein einwertiges positives Atomion; der Träger der Nebenserien von Triplets ist ein zweiwertiges positives Atomion; höherwertige Ionen emittieren auch Linienspektra, aber deren Struktur ist noch nicht ermittelt. Das Spektrum eines Elementes, beispielsweise das von Quecksilber,

kann ein Gemisch mehrerer Spektra darstellen, nämlich der Spektra seiner ein-, zwei- und höherwertigen Ionen.

Die vorstehenden Resultate und Folgerungen befinden sich nun hinsichtlich ihrer Einfachheit in einer auffallenden Übereinstimmung mit den Resultaten, welche RUNGES und PASCHENS[1]) Untersuchungen über den Zeemaneffekt der Linienserien ergeben haben. Nach ihnen zeigt die Hauptserie von Duplets aller untersuchten Elemente (Na, Cu, Ag, Mg, Ca, Sr, Ba) der Art und Größe nach in der Skala der Schwingungszahlen denselben Zeemaneffekt; das gleiche gilt von der ersten Nebenserie und der zweiten Nebenserie von Duplets. Die erste und die zweite Nebenserie von Triplets zeigen der Art und Größe nach einen anderen Zeemaneffekt als die Serien von Duplets, die Tripletserien verschiedener Elemente verhalten sich aber im magnetischen Felde wieder untereinander ganz gleich. Die Übereinstimmung zwischen meinen Resultaten und denen von RUNGE und PASCHEN äußert sich auch im einzelnen in folgendem. Die von mir zu Dupletserien gerechneten Linien des Quecksilbers (2536,72; 4339,47; 2847,85) müssen im Magnetfelde das bekannte Verhalten von Linien der Hauptserie und der Nebenserien von Duplets zeigen. RUNGE und PASCHEN zählen jene Linien unter denjenigen auf, welche nicht das Verhalten der Triplets zeigen, und in der Tat sind ihre Angaben über das magnetische Verhalten jener Linien mit jener Forderung vereinbar.

Aus dem Vorzeichen des Zeemaneffektes ist zu folgern, daß die Emissionszentren der Serienlinien periodisch beschleunigte negative Elektronen sind. Aus der Komplexität der magnetischen Zerlegung der Serienlinien ist zu folgern, daß ihre Emissionszentren, die negativen Elektronen, zu elektrodynamischen Systemen verkoppelt sind; die elektrodynamische Symmetrie (Struktur) dieser Systeme von negativen Elektronen ist bei Emission von Dupletserien eine andere als bei Emission von Tripletserien; denn die magnetische Zerlegung der Dupletserien ist verschieden von der magnetischen Zerlegung der Tripletserien.

Spektra der neutralen chemischen Atome kennen wir nicht. Die bekannten Linienspektra können nach den hier mitgeteilten

[1]) C. RUNGE und F. PASCHEN, Ber. d. Berliner Akademie 1902, S. 380, 720, Anhang zu den Abhandl. vom Jahre 1902.

Untersuchungen die chemischen Elemente erst dann emittieren, wenn sie durch Verlust negativer Elektronen positive Atomionen geworden sind. Hieraus folgt, daß die elektrodynamische Symmetrie der Systeme der negativen Elektronen im positiven Atomion verschieden ist von der elektrodynamischen Symmetrie im neutralen Atom. Im positiven einwertigen Ion besitzen gewisse Systeme negativer Elektronen eine elektrodynamische Symmetrie, welche sie zur Emission elektromagnetischer Strahlungsenergie befähigt; diese Symmetrie wird charakterisiert durch die Emission von Duplets. Eine emissionsfähige elektrodynamische Symmetrie von Systemen negativer Elektronen gewinnt ein neutrales chemisches Atom auch durch Verlust von zwei oder mehr negativen Elektronen. Indes ist die elektrodynamische Symmetrie im zweiwertigen Ion eine andere als im einwertigen Ion; sie wird nämlich charakterisiert durch die Emission von Triplets.

In spektralanalytischer Hinsicht zeigen die chemischen Elemente ein auffallend einheitliches Verhalten. Ihre einwertigen Ionen emittieren Dupletserien von analoger Struktur und identischer magnetischer Zerlegung, ihre zweiwertigen Ionen emittieren Tripletserien, welche ebenfalls analoge Struktur und identische magnetische Zerlegung zeigen. Variabel sind von Element zu Element nur die Maßverhältnisse der Spektra, d. h. die Konstanten der Gesetze der Duplet- und Tripletserien.

Göttingen, Februar 1906.

Demonstrationsversuch zur Erläuterung der Temperaturverhältnisse in den Schichten des positiven Lichtes;

von Hans Geiger (Erlangen).

(Vorgelegt in der Sitzung vom 23. März 1906.)

(Vgl. unten S. 119.)

Temperaturmessungen in Entladungsröhren sind von R. W. Wood [1]) mittels eines verschiebbaren Bolometerdrahtes ausgeführt worden. Seine Messungen in einem 1,5 cm weiten Rohre haben ergeben, daß in den leuchtenden Schichten die Temperatur höher ist als in den dunkeln Zwischenräumen. Allerdings betrugen die Temperaturunterschiede im Maximum nur 1,5°, die Temperatur selbst betrug dabei bis gegen 100°.

Messungen, die ich auf Veranlassung von Herrn Prof. E. Wiedemann in dieser Richtung anstellte, haben gezeigt, daß in weiten Röhren und bei starken Strömen die Temperatur in den leuchtenden Teilen der Entladung ganz beträchtlich höher sein kann, als in den dunkeln.

Man kann mit einem Rohr, wie es beistehende Figur zeigt, diese Verhältnisse gut demonstrieren. Die Kathode K dieses Rohres besteht nach A. Wehnelt [2]) aus einem schmalen Platinblechstreifen, der mit einer Calciumoxydschicht bedeckt ist. Bekanntlich kann man bei dieser Anordnung, wenn das Blech glüht, unter Verwendung der städtischen Leitung Ströme bis zu mehreren Ampere durch ein Entladungsrohr schicken. Die Anode A ist ein ringförmig gebogener Aluminiumdraht, Z dient als Zündelektrode. Sollte nämlich der Strom nicht von selbst zwischen A und K einsetzen, so macht man zuerst Z zur Anode und regt so das Gas an. Der Hauptstrom $A-K$ wird daraufhin sofort einsetzen. Zur Temperaturmessung ist ein Thermoelement — Platin-Platinrhodium 0,025 mm stark — eingeschmolzen. Ver-

---

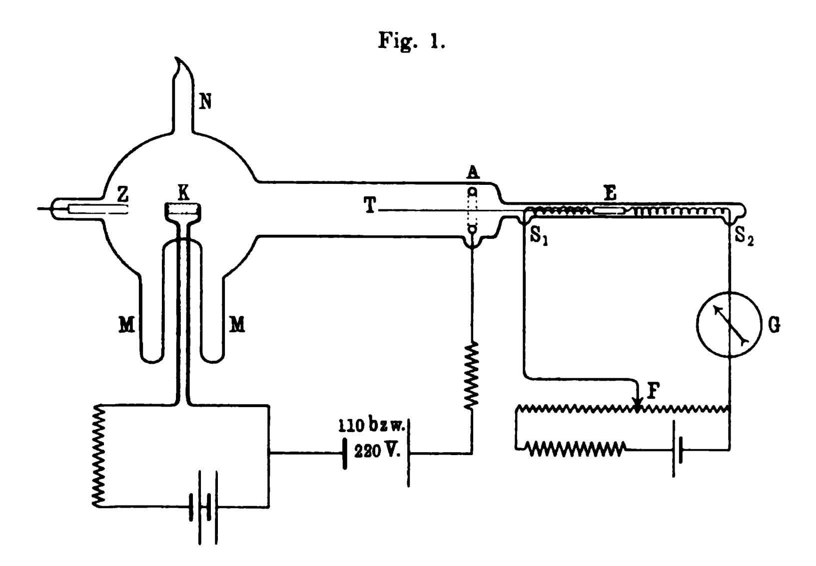
[1]) R. W. Wood, Wied. Ann. **59**, 238, 1896.

[2]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) **14**, 425, 1904.

mittelst des kleinen Eisenzylinders E kann man das Thermoelement T in Richtung der Rohrachse magnetisch verschieben. Die Drähte des Thermoelements endigen bei S_1 und S_2.

Verwendung des Rohres: Man glühe das Oxydblech durch zwei Akkumulatoren bis zur hellen Rotglut. Dann schicke man den Strom einer Lichtleitung von 110 bzw. 220 Volt unter Einschaltung eines entsprechenden Widerstandes und eines Amperemeters durch das Rohr. In dem Stromkreise des Thermoelements

Fig. 1.



liegt ein Galvanometer G, dessen Ausschläge man durch Projektion eines Glühlampenfadens auf eine Skala zur Demonstration sichtbar macht. Am besten verwendet man eine Kompensationsmethode, wie in der Zeichnung angedeutet ist. Durch Verschieben des Kontaktes F kompensiert man den ersten Ausschlag des Galvanometers. Bewegt man alsdann das Thermoelement langsam durch die Schichten, so sieht man die Ausschläge des Galvanometers den hellen und dunkeln Teilen der Entladung entsprechend bald wachsen, bald zurückgehen. Ich gebe in folgender kleinen Tabelle eine Messungsreihe wieder, die ich an einem derartigen Rohre, das mir in liebenswürdiger Weise von der Firma E. GUNDELACH zur Verfügung gestellt war, ausgeführt habe.

i bedeutet die Stromstärke in Ampere, t_1 und t_2 die Temperaturen, die in dem hellsten bzw. dunkelsten Teile einer Schicht gemessen wurden. Für das Thermoelement war vorher eine Eichungskurve aufgenommen.

Tabelle.

I i	II t_1	III t_2	IV t_1-t_2	V t_1/i
0,09	225°	200°	25	2500
0,12	306	277	29	2550
0,18	380	340	40	2100
0,23	423	370	53	1840
0,29	458	407	51	1580
0,35	508	464	44	1450
0,40	533	500	33	1340

Die vorstehende Messungsreihe soll nur ein Bild von der Größenordnung der Temperaturen geben. Genaue quantitative Messungen werden später mitgeteilt werden. Man erkennt übrigens, daß die Temperaturunterschiede t_1-t_2 (Spalte IV) recht beträchtliche sind und daß man daher große Galvanometerausschläge erhält, wenn man das Thermoelement durch die Schichten schiebt. Aus Spalte V ersieht man, daß das Verhältnis t_1/i kleiner wird bei wachsender Stromstärke. Die Temperatur nimmt also langsamer zu als die Stromstärke.

Es mag noch erwähnt werden, daß man zweckmäßig bei *M* einen Quecksilberschliff anbringt, so daß man die Kathode herausnehmen kann, um allenfalls das Oxydblech zu ersetzen. Bei *N* läßt man dann einen längeren Ansatz, um das Rohr hier an die Pumpe setzen zu können. Man ist so imstande, Messungen bei verschiedenem Druck und verschiedenem Gasinhalt auszuführen. In dieser Form werden die Röhren von E. Gundelach-Gehlberg in den Handel gebracht.

Jahrg. 4 **Heft 7**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 15. April 1906. | Nr. 7.

Sitzung vom 23. März 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. E. v. **Drygalski** berichtet über:

Das Eis der Polargebiete.

Hr. **Karl Scheel** legt sodann zwei Mitteilungen vor von Hrn. **Friedr. Kohlrausch:**

Über elektrostatische Kapazität und Widerstandskapazität,

und von Hrn. **Hans Geiger:**

Demonstrationsversuch zur Erläuterung der Temperaturverhältnisse in den Schichten des positiven Lichtes.

Die letztere Mitteilung ist noch im vorigen Hefte der Verhandlungen S. 116 zum Abdruck gelangt.

Ferner berichtet Hr. **W. Felgenträger** über:

Die Bestimmung der periodischen Fehler von Mikrometerschrauben.

Endlich spricht Hr. **Max Planck** über:

Das Prinzip der Relativität und die Grundgleichungen der Mechanik.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Victor Biernacki, Warschau, Physikalisches Institut des Polytechnikums.

(Vorgeschlagen durch Hrn. Regener.)

Gleichmäfsig veränderliche hohe Widerstände und Selbstinduktionen;

von A. Koepsel.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. März 1906.)

(Vgl. oben S. 95.)

Für viele Zwecke des Laboratoriums und der Schwachstromtechnik ist ein Bedürfnis vorhanden für leicht regulierbare, hohe Widerstände. Die bisher verwendeten Widerstandskästen befriedigen dieses Bedürfnis nur unvollkommen, indem die Regulierung bei ihnen nur stoßweise und immerhin etwas unbequem erfolgen kann, außerdem steht der hohe Preis solcher Widerstandskästen ihrer allgemeinen Verwendung oft hindernd im Wege.

Von diesen Erwägungen ausgehend, habe ich einen Widerstand konstruiert, der obige Lücke auszufüllen bestimmt ist, und der, was leichte Regulierfähigkeit, Konstanz, Bequemlichkeit, relativ hohe Belastung und Wohlfeilheit betrifft, allen gerechten Anforderungen entsprechen dürfte.

Für die Konstruktion von Widerständen ist die Spiralform schon lange im Gebrauch, da durch sie die beste Raumersparnis erzielt werden kann. Wenn es indessen auf kontinuierlich variable Widerstände ankommt, so ist man auf den gestreckten Draht angewiesen, allerdings kann man denselben auch auf einen Zylinder wickeln und mit Schleifkontakt versehen, aber wenn es sich um höhere Widerstände von der Größenanordnung von 100 Ohm handelt, so hat dieses Verfahren bald eine Grenze.

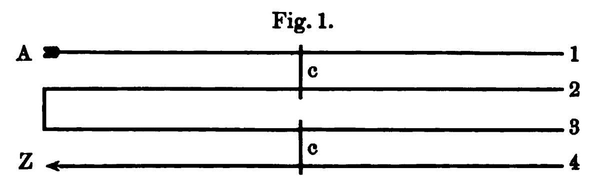
Man ging deshalb dazu über, auf enggewundene Spiralen einen Kontakt schleifen zu lassen, aber auch hier war bald eine Grenze gesetzt, indem nur verhältnismäßig dicke Drähte verwendet werden konnten, weil bei abnehmender Drahtstärke die Spirale den Druck des Schleifkontaktes nicht aushielt. Man half sich, indem man der Spirale eine Unterlage gab, welche das Ein-

drücken verhinderte und verwendete hierzu Hartgummi, Schiefer und andere Materialien. Immerhin waren derartige Widerstände in der Hauptsache nur in der Starkstromtechnik üblich, und im Laboratorium und der Schwachstromtechnik behalf man sich mit Widerstandskästen.

Der hier in Rede stehende Widerstand ist nun von der letzteren Art, durch geeignete Wahl der Unterlage ist es indessen ermöglicht, Spiralen von fast unbegrenzter Länge und von dünnstem Draht herzustellen, welche infolge der Elastizität des Materials so fest anliegen, daß die einzelnen Windungen der Spirale sehr eng (0,05 mm und enger) aneinander liegen können, ohne daß eine Verschiebung und gegenseitige Berührung auch beim Schleifen eines Kontaktes auf derselben zu befürchten ist.

Ein solches Material ist die Darmsaite. Der in Rede stehende Widerstand ist eine mit Metalldraht besponnene Saite, auf welcher eine Kontaktfeder schleift. Der Druck des Kontaktes ist infolge der Elastizität des Materials ein außerordentlich gleichmäßiger und infolge der Festigkeit desselben auch ein sehr kräftiger, so daß nur ein geringer Übergangswiderstand vorhanden ist, welcher schon bei Widerständen von 20 Ohm vollständig bedeutungslos ist.

Fig. 1.



Die auf diese Weise herstellbaren Widerstände haben auf relativ geringen Längen schon außerordentlich hohe Werte, so z. B. hat eine mit Exzelsiordraht von 0,1 mm Durchmesser besponnene Violin-a-Saite 1500 Ohm Widerstand auf 1 m Länge, und eine mit 0,05 mm dickem Draht besponnene Cello-g-Saite sogar 24000 Ohm auf 1 m Länge. Ein solcher regulierbarer Widerstand von 24000 Ohm läßt sich also bequem in einem Kasten von etwa 32 cm Durchmesser und 1 bis 2 cm Höhe unterbringen und kann bequem an einer Skala von 10 zu 10 Ohm abgelesen werden.

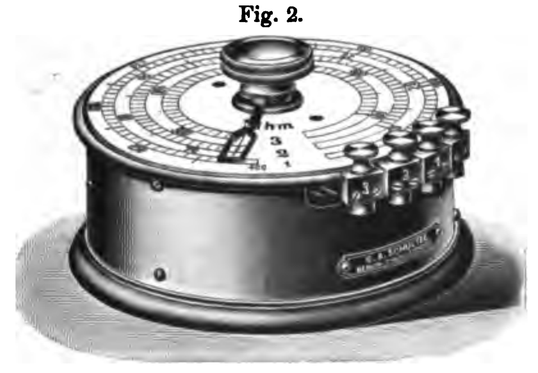
Für noch höhere Widerstände oder kleinere Dimensionen der Dose werden diese Widerstände nach der vorstehenden Figur angeordnet.

1, 2, 3, 4 sind die kreisförmig angeordneten Darmsaiten, auf 1 und 2 schleift ein Kontakt *c*, auf 3 und 4 ein anderer; die Anfänge der Wickelung von 2 und 3 sind miteinander verbunden, *A* ist die Eintrittsstelle, *Z* die Austrittsstelle des Stromes.

Auf diese Weise läßt sich leicht ein gleichmäßig veränderlicher Widerstand von 100000 Ohm in Stufen von etwa 3 Ohm in einer Dose von etwa 15 cm Durchmesser und 5 cm Höhe unterbringen.

Wenn auch diese Widerstände nicht streng kontinuierlich variabel sind, so ist doch ihre Abstufung eine so außerordentlich geringe im Verhältnis zu dem ganzen Widerstande, daß sie praktisch als kontinuierlich variabel bezeichnet werden dürfen. Für einen Widerstand von 24000 Ohm pro Meter sind z. B. die Stufen 2,4 Ohm, d. h. 0,01 Proz. des ganzen Widerstandes, bei Widerständen von 1500 Ohm pro Meter sind die Stufen 0,3 Ohm, d. h. 0,02 Proz. des ganzen Widerstandes.

Fig. 2.



Außerdem halten diese Widerstände in Anbetracht der großen Abkühlungsoberfläche relativ hohe Belastungen aus, indem sich ein Widerstand von 1500 Ohm pro Meter mit 0,05 Amp., ein solcher von 250 Ohm pro Meter mit 0,1 bis 0,2 Amp. belasten läßt.

Aber nicht nur als variabler Widerstand dürfte diese Vorrichtung im Laboratorium erwünschte Verwendung finden, sondern auch als variable hohe Selbstinduktion und zwar, was sehr wichtig ist, ohne Zuhilfenahme von Eisen. Wenn schon dünne Drähte in gestrecktem Zustande hohe Selbstinduktion besitzen, so gilt dies in noch viel höherem Maße von enggewundenen Spiralen solcher

Drähte und es dürfte nicht schwer fallen, auf diese Weise regulierbare Selbstinduktionen ohne Eisen von der Größenordnung 10^7 cm herzustellen, die nur sehr wenig Raum beanspruchen.

Fabriziert werden diese Apparate von der Firma G. A. SCHULTZE, Fabrik technischer Meßinstrumente, in Charlottenburg.

Die vorstehende Figur zeigt die technische Ausführung solcher Widerstände in etwa $^1/_4$ nat. Größe. Die Dose enthält die Widerstände, einen bis 100, einen bis 200 und einen bis 500 Ohm.

Über das Absorptionsspektrum des Ozons; von Erich Ladenburg und Erich Lehmann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 9. März 1906.)
(Vgl. oben S. 96.)

Über das Absorptionsspektrum des Ozons liegen schon eine Reihe von Untersuchungen vor. So fand CHAPPUIS[1]) im Jahre 1880 in einem Ozonsauerstoffgemisch 11 Banden, zu denen SCHOENE[2]) 1884 noch zwei hinzufügte. Auch für flüssiges Ozon, welches CHAPPUIS durch Kompression eines Ozonsauerstoffgemisches auf 450 Atmosphären zu erhalten glaubte, gibt derselbe zwei Banden an. HARTLEY[3]) fand im ultravioletten Teile des Spektrums ein breites Band, welches bei zunehmender Konzentration des Ozons in das Gebiet der längeren Wellen vorrückt, aber, wie der Verfasser angibt, bei keiner noch so hohen Konzentration weiter als 316 $\mu\mu$ reicht. Dieser Absorptionsstreifen ist auch von EDGAR MEYER[4]) auf photoelektrischem Wege gefunden worden. Im ultraroten Spektralgebiet fand ÅNGSTRÖM[5]) vier Bänder bei 4,8, 5,8, 6,7 und 9,5 μ. Alle diese Beobachter benutzten zu ihren Versuchen etwa 8 Proz. Ozon, wie man es bei der stillen Entladung z. B. in der SIEMENSschen Ozonröhre erhält.

Durch die GOLDSTEINsche[6]) Methode der Ozondarstellung liegt die Möglichkeit vor, reines Ozon in flüssigem Zustande herzustellen. Versuche des einen von uns, über die später zu berichten sein wird, ergaben, daß man beim Verdunstenlassen des flüssigen Ozons ins Vakuum sehr hochprozentiges gasförmiges Ozon erhält,

---

[1]) J. CHAPPUIS, Sur le spectre d'absorption de l'ozone. C. R. 91, 985—986, 1880; C. R. 94, 858—860, 1882. Ann. sc. éc. norm. sup. (2) 11, 137—186, 1882.

[2]) E. SCHOENE, Journ. soc. chim. Russe 1884, p. 250—252; Journ. chem. soc. 48, 713, 1884; Chem. News 69, 289, 1894.

[3]) W. N. HARTLEY, Journ. chem. soc. 39, 57—60, 1881.

[4]) E. MEYER, Ann. d. Phys. (4) 12, 849—859, 1903.

[5]) K. ÅNGSTRÖM, Arch. f. Mat., Astron. och Physik 1, 347—353, 395—400, 1904.

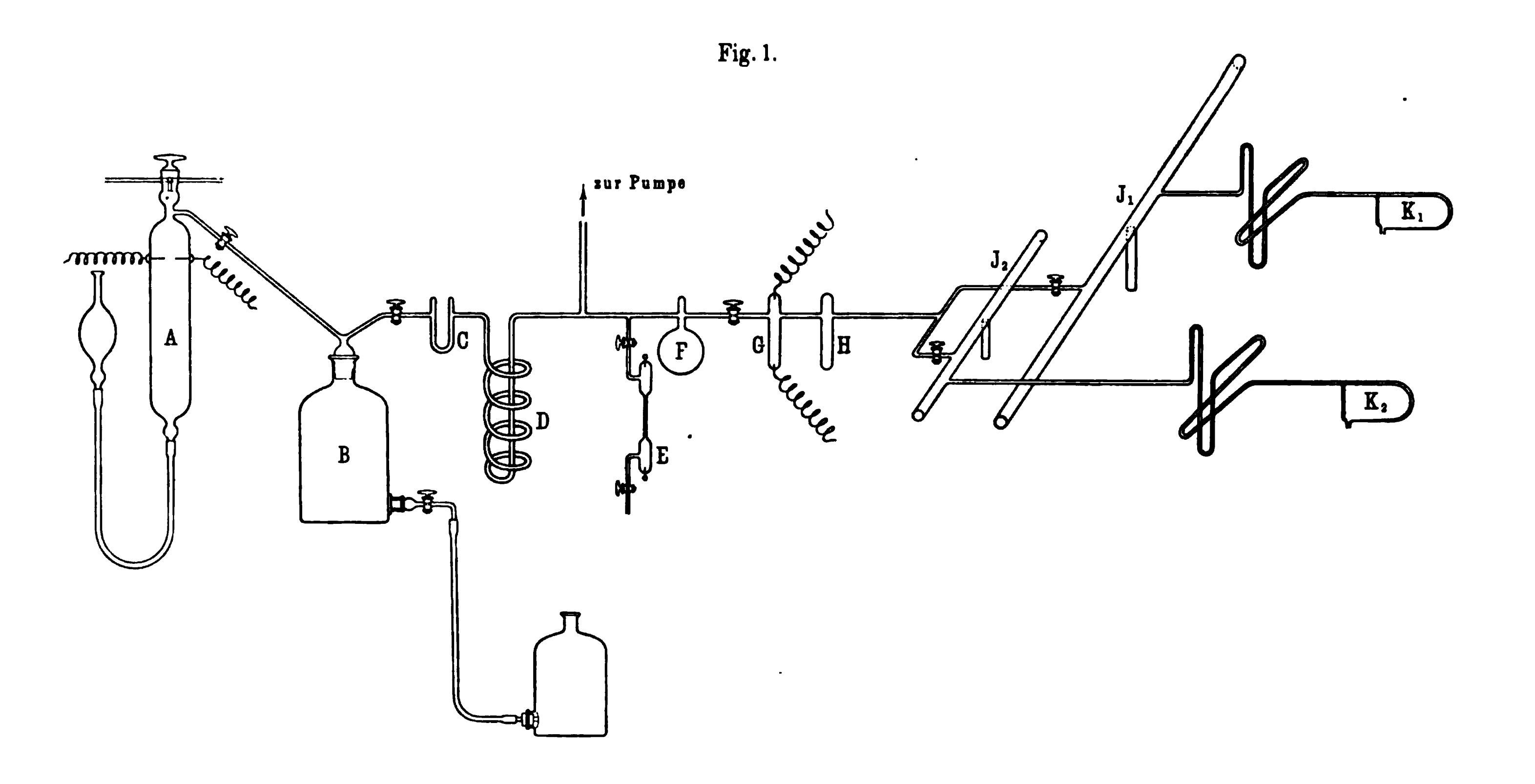
[6]) E. GOLDSTEIN, Ber. d. Deutsch. Chem. Ges. 36, 3042, 1903.

welches eine sehr langsame spontane Dissoziation zeigt. Das Absorptionsspektrum dieses reinen Ozons in flüssigem und gasförmigem Zustande haben wir untersucht und teilen in folgendem kurz unsere Resultate mit:

Als Versuchsanordnung ergab sich nach einigen Vorversuchen schließlich die folgende Figur (s. Fig. 1).

Das Ozon wurde nach der Angabe von GOLDSTEIN in dem Rohre *G* in der Weise hergestellt, daß Sauerstoff unter etwa 3 bis 5 cm Druck in das vorher luftleer gepumpte Rohr eingeleitet und unter gleichzeitiger Kühlung mit flüssiger Luft die Entladung eines Induktoriums hindurchgeschickt wurde. Der Sauerstoff verwandelt sich unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes der Glimmentladung quantitativ in Ozon, dasselbe kondensiert sich, und der Druck sinkt bis auf die Dampfspannung des Ozons, d. h. bis auf etwa $^1/_{20}$ mm. Dieses Verfahren kann beliebig oft wiederholt werden, und man verwandelt auf diese Weise in einer Stunde etwa 300 bis 400 ccm Sauerstoff in Ozon. Der benutzte Sauerstoff wurde entweder aus Kaliumchlorat unter Zusatz von etwas Kupferoxyd oder aus Quecksilberoxyd hergestellt, oder auch einer Bombe entnommen; und zwar benutzten wir sowohl von ELKAN bezogenen wie auch von der LINDEschen Gesellschaft als 98 Proz. gelieferten Sauerstoff. Um den Sauerstoff von den letzten Resten Stickstoff zu befreien, wurde er im Rohr *A* (35 cm hoch und 5 cm weit) über Kalilauge gefunkt. Der so gereinigte Sauerstoff wurde im Quecksilbergasometer *B* aufbewahrt. Zuletzt wurde der Sauerstoff durch Elektrolyse von verdünnter Schwefelsäure oder Kalilauge hergestellt. Der hierzu benutzte Apparat, welcher an Stelle des Gasometers *B* angeschmolzen wurde und eine vollkommene Trennung des Wasserstoffs vom Sauerstoff ermöglichte, ist von Herrn Geheimrat HAGEN konstruiert und wurde uns gütigst zur Verfügung gestellt, wofür wir an dieser Stelle unseren verbindlichsten Dank aussprechen. Zum Trocknen wurde der Sauerstoff vor dem Gebrauch in die Rohre *C* und *D* eingeleitet, von denen das eine (*C*) Chlorcalcium enthielt, das andere, ein Schlangenrohr, in ein Gemisch von fester Kohlensäure und Äther tauchte. Das Spektralrohr *E* diente dazu, den zu benutzenden Sauerstoff auf Anwesenheit von Stickstoff zu untersuchen; *F* ist ein mit Phosphorpentoxyd gefülltes Gefäß.

Fig. 1.



Das Ozon schlägt sich bei der Herstellung als blauer Beschlag an den Wänden des Rohres G nieder. Diese Tatsache haben wir benutzt, um das Absorptionsspektrum des flüssigen Ozons zu photographieren. Einmal wurde durch das mit flüssiger Luft gefüllte DEWARsche Gefäß, das zum Kühlen des Rohres G diente, hindurch photographiert, wenn sich kein Ozon in diesem befand und dann nach der Herstellung von Ozon. Für alle Stellen des Spektrums, an denen die flüssige Luft keine Absorption hat, konnten so die Absorptionen für Ozon festgestellt werden.

Nahm man das Kühlgefäß weg und tauchte das Rohr H in flüssige Luft, so destillierte das Ozon in dies letztere Gefäß über. Dabei hielt sich das Ozon aber noch längere Zeit in G und wir konnten so direkt durch Ozon hindurch photographieren. Genügte die Zeit, die zur Verfügung stand, zur Exposition nicht, so konnte der Versuch beliebig oft wiederholt werden.

Das Gefäß H bestand aus Uviolglas und diente zur Photographie im ultravioletten Teile des Spektrums. Zur Untersuchung der Absorption im gasförmigen Ozon wurde das Rohr J benutzt, welches 1 m lang, 3 cm weit und mit Quarz oder Steinsalzplatten verschlossen war, je nachdem der sichtbare und ultraviolette oder der ultrarote Teil des Spektrums untersucht werden sollte. Das Glasmanometer [1]) K_1 diente zur Ablesung des Druckes in dem Rohre J_1.

Zur subjektiven Spektralbeobachtung benutzten wir ein Spektrometer von SCHMIDT & HÄNSCH, zur Photographie im sichtbaren Teil des Spektrums einen Gitterspektrographen, für den ultravioletten einen Quarzspektrographen. Zur Messung der ultraroten Absorption diente ein Spiegelspektrometer mit Steinsalzprisma, welches in der von WADSWORTH angegebenen Art benutzt wurde. Die Messung geschah mit RUBENSscher Thermosäule und Panzergalvanometer. Als Lichtquelle diente für den sichtbaren und ultraroten Teil eine Auerlampe und für den ultravioletten brennendes Magnesiumband, welches im Ultraviolett ein genügend kontinuierliches Spektrum liefert. Für diesen Teil des Spektrums benutzten wir Agfaplatten, für grün und den Anfang von gelb Perorto und für das sichtbare rote Spektralgebiet eine neue nach

1) Vgl. ERICH LADENBURG und ERICH LEHMANN, Verh. D. Phys. Ges. 8, 20, 1906.

Angabe des Herrn MIETHE sensibilisierte Badeplatte, welche eine gute Empfindlichkeit bis über 700 $\mu\mu$ besitzt. Zur Auswertung des sichtbaren Teiles des Spektrums dienten die bekannten Magnesiumlinien, im Ultraviolett die Quecksilberlinien. Die Ausmessung der Platten geschah mit einer Teilmaschine.

Das gasförmige Ozon, welches, wie oben erwähnt, in einem 1 m langen Rohr untersucht wurde, zeigt bei etwa 50 mm Druck im durchfallenden Licht eine hellblaue Farbe, welche bei etwa 200 bis 300 mm Druck in ein gesättigtes Indigoblau übergeht. Die Absorptionsstreifen, deren Lage mit der von früheren Beobachtern angegebenen gut übereinstimmt, wurden sowohl subjektiv mit dem Spektrometer ausgemessen, wie auch mit dem Spektrographen photographiert. Außer den Streifen zeigte sich eine allgemeine Deckung des langwelligen Spektralgebietes bis etwa 500 $\mu\mu$.

In folgender Tabelle I ist die Lage der Absorptionsstreifen verzeichnet und zwar in der Reihe I die spektrometrischen Beobachtungen, in der Reihe II die Ausmessungen der photographischen Platten.

Tabelle I.

Nr.	Absorptionsstreifen im sichtbaren Teil des Spektrums		Bemerkungen
	I	II	
1	627	624—594 (1 und 2)	
2	607—594		Bei sehr geringer Konzentration zerfällt Streifen 2 in zwei: 602 und 598.
3	588	—	
4	579—560	576—560	
5	551—546	547—543	
6	537—526	531—526	
7	516	516	
8	508—499	504—496	
9	494—490	—	
10	484—478	487—484	
11	470	475—471	
12	462—459	463	
13	449	453—449	
14	—	433	

Die Übereinstimmung der einzelnen Beobachtungen mit verschiedenen Ozonmengen ist natürlich keine vollkommene, da die Streifen mit zunehmender Konzentration sich etwas verbreitern

Angegeben sind jedesmal die äußersten beobachteten Grenzen.

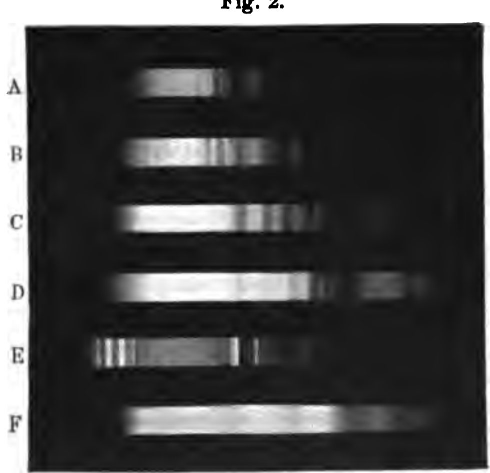
Fig. 2 ist eine Photographie des Absorptionsspektrums des Ozons im sichtbaren Teile.

Aufnahmen *A*, *B*, *C*, *D* sind durch gasförmiges Ozon bei verschiedener Expositionsdauer gemacht.

Aufnahme *E* ist das Magnesiumspektrum und *F* eine Aufnahme durch das leere Rohr.

Zu bemerken ist, daß hier vielleicht zum erstenmal das gesamte sichtbare Spektrum auf derselben Platte wiedergegeben wurde.

Fig. 2.



Im Ultraviolett zeigt gasförmiges Ozon eine ganz eigenartige Absorption. Bei sehr geringer Konzentration erhält man übereinstimmend mit den früheren Beobachtungen Absorption bis etwa 316 $\mu\mu$. Bei steigender Konzentration erscheinen an den Grenzen des durchgelassenen Gebietes eine große Zahl neuer Absorptionsstreifen, welche mit Zunahme der Ozonmenge immer weiter ins Gebiet der längeren Wellen sichtbar werden, und am Rande sich bis zur vollkommenen Absorption verbreitern.

Bei der höchsten von uns erreichten Konzentration reichte die vollkommene Absorption bis 338,8 $\mu\mu$. Im ganzen wurden folgende 12 Streifen beobachtet:

322; 323,5; 327; 329,5; 333; 334,3; 337,6; 340,9; 343,5; 346; 350,3; 356,6.

Fig. 3 gibt ein anschauliches Bild dieser Erscheinung. Sie ist ebenfalls Reproduktion einer Platte, und zwar sind die Aufnahmen *A*, *B*, *C*, *D*, *E* Photogramme durch abnehmende Mengen Ozon, *F* das zur Messung dienende Quecksilberspektrum.

Fig. 3.



Für flüssiges Ozon ergaben sich keine Absorptionsstreifen im sichtbaren Gebiet, sondern nur Deckungen des langwelligen Gebietes bis etwa 500 $\mu\mu$.

Fig. 4.

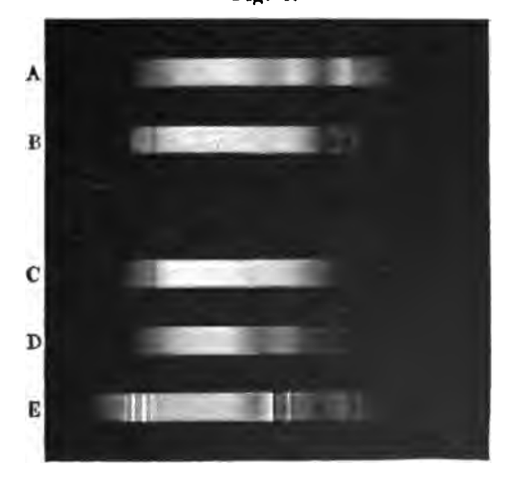


Fig. 4 zeigt diese Deckung deutlich. Das oberste Spektrum ist aufgenommen durch das leere Gefäß, Expositionsdauer 40″, das zweite durch das Dewarsche Gefäß mit flüssiger Luft gefüllt und durch das leere Rohr, Expositionszeit 10′, das dritte, nach Herstellung des Ozons mit derselben Expositionszeit, das vierte

durch flüssiges Ozon allein und das fünfte ist das Magnesiumspektrum als Vergleich.

Im Ultraviolett zeigt das flüssige Ozon ebenfalls keine Streifen, sondern eine von der Seite der kurzen Wellen kommende Absorption, welche mit zunehmender Konzentration sich in das Gebiet der längeren Wellen ausbreitet. Doch ist zu bemerken, daß trotz der weiter ins sichtbare Gebiet reichenden Schwächung die vollkommene Absorption nicht so weit reicht, wie beim gasförmigen Ozon.

Untenstehende Fig. 5 zeigt dies deutlich. Sie ist die Wiedergabe einer photographischen Platte, und zwar ist die Aufnahme *A* die Lichtquelle durch das leere Uviolgefäß, *B* durch das mit Ozon gefüllte Gefäß, *C* dasselbe bei größerer Konzentration des Ozons und *D* das Quecksilberspektrum.

Fig. 5.



Die Untersuchung des ultraroten Absorptionsspektrums ergab Übereinstimmung mit den Beobachtungen Ångströms. Außer der Bestätigung seiner Angaben zeigten sich infolge der von uns benutzten größeren Ozonmenge eine Reihe neuer Erscheinungen, deren Untersuchung noch nicht abgeschlossen ist.

Im sichtbaren Teile des Spektrums erhielten wir nun außer den oben angegebenen Streifen noch fünf weitere bei den Wellenlängen 670—667, 638, 628, 622 und 610 $\mu\mu$, von denen der erste und vierte auffallend stark und scharf sind, der zweite, dritte und fünfte dagegen viel schwächer.

Auf Fig. 6 sind diese Streifen photographiert. Im Gegensatz zu den anderen Streifen traten sie immer erst dann auf, wenn schon der größte Teil des Ozons, mindestens $^3/_4$, verdunstet war, und verschwanden auch zuerst, d. h. meistens innerhalb $^1/_2$ Stunde, während die anderen Streifen tagelang sichtbar blieben. Man hätte

diese Streifen im Rot als dem Ozon ebenfalls zugehörig betrachten müssen, wenn nicht stets gleichzeitig mit dem Verschwinden derselben der Druck in dem Rohre zugenommen hätte, und zwar betrug diese Zunahme zwischen 2 und 6 mm, und entsprach nicht etwa der durch Dissoziation des Ozons bedingten Zunahme, da diese viel geringer ist, z. B. in 8 Tagen 12 mm bei etwa 100 mm Gesamtdruck betrug.

Hierdurch erschien es wahrscheinlich, daß es sich um einen anderen Körper handle, und wir versuchten daher, denselben vom

Fig. 6.



Ozon zu trennen. Zu diesem Zweck wurde das Rohr J_2 (s. Fig. 1) mit Manometer K_2 angeschmolzen.

Wir stellten den Versuch in der Weise an, daß in dem Moment, in dem in dem Rohre J_1 die Streifen im Rot erschienen, dieses Rohr geschlossen und dem nunmehr verdunstenden Gase der Zutritt zu dem vorher ebenfalls evakuierten Rohre J_2 gestattet wurde. Wir erhielten dann in diesem Rohre sofort die roten Streifen, während die Ozonstreifen so gut wie unsichtbar blieben. Es handelt sich also um einen anderen Körper.

Es lag nun die Vermutung sehr nahe, daß diese Streifen einer Stickstoff-Sauerstoffverbindung zuzuschreiben seien, allerdings keiner bekannten, da dies Absorptionsspektrum sich mit keinem der bisher bekannten deckt. Diese Annahme lag um so näher, als dem Verhalten dieser Streifen nach es sich um dieselben zu handeln scheint, welche schon CHAPPUIS angegeben hat und einer höheren NO-Verbindung zuschrieb, wenn auch die Lage der Streifen mit unseren nicht genau übereinstimmt. Um diese Frage aufzuklären, wurde versucht, möglichst reinen Sauerstoff herzustellen und denselben vor dem Gebrauch auf die Abwesenheit von Stickstoff zu prüfen. Wie oben angegeben, haben wir Sauerstoff ganz verschiedener Herkunft benutzt und denselben durch Funken über Kalilauge von Stickstoff befreit. Nachdem hierbei das Volumen stundenlang konstant geblieben war, konnte kein Stickstoff mehr nachgewiesen werden. Ebenso erwies sich der elektrolytische Sauerstoff als stickstofffrei. Auch haben wir in dem Gase, welches die roten Streifen gezeigt hatte, hinterher spektralanalytisch keinen Stickstoff gefunden, während es sich doch, wie aus der Zunahme des Druckes folgt, um einige Prozente dieses Gases handeln müßte.

Eine NO-Verbindung ist also ausgeschlossen. Da auch andere Beimengungen zum Sauerstoff in nennenswerten Mengen nicht vorhanden sein können, bleibt als einzige Erklärung die Annahme, daß diese Streifen einer anderen Modifikation des Sauerstoffs zuzuschreiben sind, und zwar einer höheren als O_3. Bei den aus der Druckzunahme sich ergebenden Mengenverhältnissen schien der Versuch nicht aussichtslos, durch eine Dichtebestimmung unsere Annahme des Vorhandenseins eines größeren Moleküls zu beweisen. Bei dem Versuch wurde elektrolytisch hergestellter Sauerstoff benutzt und an Stelle des Beobachtungsrohres J (s. Fig. 1) ein durch Hähne verschließbares Gefäß eingeschaltet, welches durch zwei Quecksilberschliffe einerseits mit unserem Apparat, andererseits mit einem geeichten Glasmanometer verbunden wurde. Die auf 0^0 und 760 mm reduzierte Dichtigkeit ergab bei drei Versuchen die Werte: 1,783, 1,752 und 1,832, während 100 proz. Ozon die Dichtigkeit 1,661 besitzt. Eine zur Kontrolle vor- und nachher ausgeführte Dichtigkeitsbestimmung der Luft ergab Abweichungen vom theoretischen Wert im Betrage von 3 bis 6 pro Mille. Über die vorhandenen Mengen des neuen

Körpers lassen sich aus der Dichtigkeitsbestimmung keine sicheren Schlüsse ziehen, da wir vorläufig keinen Anhalt für die Größe des Moleküls besitzen. Würde man ein sechsatomiges Molekül annehmen, so müßten davon mindestens, wenn man voraussetzt, daß das Ozon gar nicht dissoziiert war, 5 bis 10 Volumenprozent anwesend sein. Hieraus folgt, ebenso wie aus der Druckzunahme, daß es sich bei der Annahme der Bildung einer Sauerstoffverbindung um Mengen von Verunreinigungen handeln müßte, die sicher ausgeschlossen erscheinen. Über die näheren Bedingungen, unter denen sich dieser Körper bildet, können wir vorläufig keine bestimmten Angaben machen.

Zum Schlusse möchten wir bemerken, daß das Verdunstenlassen des flüssigen Ozons ins Vakuum mit Explosionsgefahr verbunden ist, ohne daß sich ein äußerer Grund hierfür angeben ließe. Momentane Explosion erfolgt in gasförmigem Ozon beim Durchleiten eines elektrischen Funkens, beim Erwärmen und bei Berührung mit Gummi. Die Ausführung unserer Arbeit wurde durch das Eintreten einer großen Zahl heftiger Explosionen außerordentlich erschwert.

Physik. und Photochem. Institut der Technischen Hochschule zu Charlottenburg, März 1906.

Das Prinzip der Relativität und die Grundgleichungen der Mechanik;

von Max Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. März 1906.)

(Vgl. oben S. 120.)

Das vor kurzem von H. A. LORENTZ[1]) und in noch allgemeinerer Fassung von A. EINSTEIN[2]) eingeführte „Prinzip der Relativität", welches besagt, daß von zwei durch die Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} x' &= \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}(x - vt), \quad y' = y, \quad z' = z, \\ t' &= \frac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}\left(t - \frac{v}{c^2}x\right) \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \quad 1)$$

(c Lichtgeschwindigkeit im Vakuum)

zusammenhängenden Bezugssystemen (x, y, z, t) und (x', y', z', t') keines mit größerem Rechte als das andere für die Grundgleichungen der Mechanik und Elektrodynamik benutzt werden und daher als „ruhend" bezeichnet werden kann, bedingt, wenn es sich allgemein bewähren sollte, eine so großartige Vereinfachung aller Probleme der Elektrodynamik bewegter Körper, daß die Frage seiner Zulässigkeit in den Vordergrund jeglicher theoretischer Forschung auf diesem Gebiete gestellt zu werden verdient. Freilich scheint diese Frage durch die neuesten wichtigen Messungen von W. KAUFMANN[3]) bereits erledigt zu sein, und zwar in negativem Sinne, so daß sich jede weitere Untersuchung erübrigen würde. Indessen möchte ich es im Hinblick auf die immerhin nicht ganz einfache Theorie dieser Versuche noch nicht für ganz ausgeschlossen halten, daß das Relativitätsprinzip sich bei näherer Ausarbeitung vielleicht doch noch mit den Beobachtungen verträglich erweisen könnte. Auch dem Bedenken,

---

[1]) H. A. LORENTZ, Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 1904, S. 809.

[2]) A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 891, 1905.

[3]) W. KAUFMANN, Sitzungsber. d. preuß. Akad. d. Wiss. 1905, S. 949; Ann. d. Phys. (4) 19, 487, 1906.

daß nach dem Relativitätsprinzipe ein bewegtes Elektron einer besonderen Deformationsarbeit unterliegen würde, möchte ich kein entscheidendes Gewicht beimessen, weil man ja diese Arbeit allgemein mit zur kinetischen Energie des Elektrons rechnen kann. Allerdings bleibt damit die Frage nach einer elektrodynamischen Erklärung der Trägheit eine offene; aber dafür erwächst andererseits der Vorteil, daß man dem Elektron weder Kugelgestalt noch überhaupt irgend eine bestimmte Form zuzuschreiben braucht, um zu einer bestimmten Abhängigkeit der Trägheit von der Geschwindigkeit zu gelangen.

Wie dem übrigens auch sein mag: ein physikalischer Gedanke von der Einfachheit und Allgemeinheit, wie der in dem Relativitätsprinzipe enthaltene, verdient es, auf mehr als eine einzige Art geprüft, und, wenn er unrichtig ist, ad absurdum geführt zu werden; und das kann auf keine bessere Weise geschehen, als durch Aufsuchung der Konsequenzen, zu denen er führt. Vielleicht kann also wenigstens von diesem Standpunkte aus betrachtet die folgende Untersuchung einigen Nutzen gewähren. Es wird darin die Aufgabe behandelt, diejenige Form der Grundgleichungen der Mechanik zu bestimmen, welche an die Stelle der gewöhnlichen Newtonschen Bewegungsgleichungen eines freien Massenpunktes:

$$m\ddot{x} = X, \qquad m\ddot{y} = Y, \qquad m\ddot{z} = Z \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

treten muß, wenn das Relativitätsprinzip allgemeine Gültigkeit besitzen soll.

Nach diesem Prinzipe können nämlich jene einfachen Gleichungen nur mehr für einen ruhenden Punkt ($\dot{x} = 0$, $\dot{y} = 0$, $\dot{z} = 0$) Gültigkeit beanspruchen. Für eine endliche Geschwindigkeit des Punktes:

$$q = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

bedürfen sie einer Erweiterung. Man könnte zwar auch für beliebige Werte von q einfach durch Definition die Größen X, Y, Z gleich dem Produkte aus Masse und Beschleunigung setzen und sie als die Komponenten der bewegenden Kraft bezeichnen, wie das ja in vielen Darstellungen der Mechanik direkt geschieht. Allein dann würde die so definierte bewegende Kraft keine selbständige physikalische Bedeutung besitzen, insbesondere würde

ihr einfacher Zusammenhang mit der potentiellen Energie verloren gehen. Denn da nach dem Relativitätsprinzipe auch für das durch die Gleichungen 1) definierte „gestrichene“ Bezugssystem die Gleichungen:

$$m\ddot{x}' = X', \qquad m\ddot{y}' = Y', \qquad m\ddot{z}' = Z'$$

allgemein gelten müßten, so würden sich für die Beziehungen zwischen X, Y, Z und X', Y', Z' sehr verwickelte Gleichungen ergeben, die man mittels der nach 1) zwischen $\ddot{x}$ und $\ddot{x}'$ usw. gültigen Relationen abzuleiten hätte, und die eine einfache physikalische Bedeutung dieser Größen ausschließen.

Um den allgemeinen Zusammenhang zwischen Beschleunigung und bewegender Kraft kennen zu lernen, empfiehlt es sich, von einem speziellen Falle auszugehen, in dem man den Zusammenhang zwischen den Komponenten der bewegenden Kraft in beiden Bezugssystemen kennt; ein solcher Fall ist die Wirkung eines elektromagnetischen Feldes im Vakuum auf einen mit einer Elektrizitätsmenge e geladenen Massenpunkt m. Dann gelten nämlich für die elektrischen und magnetischen Feldstärken in beiden Bezugssystemen 1) die Beziehungen[1]):

$$\left.\begin{array}{ll}
\mathfrak{E}'_{x'} = \mathfrak{E}_x & \mathfrak{H}'_{x'} = \mathfrak{H}_x \\
\mathfrak{E}'_{y'} = \dfrac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}\left(\mathfrak{E}_y - \dfrac{v}{c}\mathfrak{H}_z\right) & \mathfrak{H}'_{y'} = \dfrac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}\left(\mathfrak{H}_y + \dfrac{v}{c}\mathfrak{E}_z\right) \\
\mathfrak{E}'_{z'} = \dfrac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}\left(\mathfrak{E}_z + \dfrac{v}{c}\mathfrak{H}_y\right) & \mathfrak{H}'_{z'} = \dfrac{c}{\sqrt{c^2 - v^2}}\left(\mathfrak{H}_z - \dfrac{v}{c}\mathfrak{E}_y\right)
\end{array}\right\} \quad 4)$$

Wir denken uns den Massenpunkt etwa im Anfangspunkte der Koordinaten des „ungestrichenen“ Systems (x, y, z, t) befindlich und mit den Geschwindigkeitskomponenten $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ in bezug auf dies System behaftet und fragen nach den Bewegungsgleichungen. Diese Frage läßt sich eindeutig beantworten dadurch, daß wir uns zunächst in dem Massenpunkte den Anfangspunkt eines neuen Bezugssystems denken, der sich gegen den des ursprünglichen Systems mit den konstanten Geschwindigkeitskomponenten $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ bewegt. Die x-Achse dieses Systems möge mit der Richtung der Geschwindigkeit q des Massenpunktes, deren Größe durch 3) ausgedrückt ist, zusammenfallen. Dann ruht der Massenpunkt in dem neuen Bezugssystem und es gelten für ihn in diesem

[1]) A. Einstein, l. c., S. 909.

Systeme die Bewegungsgleichungen in der einfachen Form 2), wobei als bewegende Kraft das Produkt aus der elektrischen Ladung e und der elektrischen Feldstärke einzusetzen ist. Nun transformieren wir die Bewegungsgleichungen auf ein zweites Bezugssystem, dessen x-Achse wiederum mit der Richtung der Geschwindigkeit q zusammenfällt, welches aber nun in dem System (x, y, z, t) ruht. Dazu dienen einerseits, was die Beschleunigungskomponenten betrifft, die Beziehungen 1), andererseits, was die Kraftkomponenten betrifft, die Beziehungen 4), indem überall q an die Stelle von v gesetzt wird. Schließlich geht man noch durch einfache Drehung der Koordinatenachsen in das System (x, y, z, t) über, und erhält so, nach Ausführung aller dieser elementaren Rechnungen, die Bewegungsgleichungen in der Form:

$$\left.\begin{aligned} \frac{m\ddot{x}}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}} &= e\mathfrak{E}_x - \frac{e\dot{x}}{c^2}(\dot{x}\mathfrak{E}_x + \dot{y}\mathfrak{E}_y + \dot{z}\mathfrak{E}_z) \\ &\quad + \frac{e}{c}(\dot{y}\mathfrak{H}_z - \dot{z}\mathfrak{H}_y) \text{ usw.} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad 5)$$

Von der allgemeinen Zulässigkeit dieser drei Gleichungen kann man sich hinterher direkt überzeugen durch die Erwägung, daß die Gleichungen nach dem Relativitätsprinzipe richtig bleiben müssen, wenn man in ihnen statt der ungestrichenen Größen überall die gestrichenen schreibt und die Konstanten c, e und m beibehält. In der Tat bestätigt sich dies ganz allgemein infolge der Beziehungen 1) und 4), für jeden beliebigen Wert von v.

Wir wollen nun die Bewegungsgleichungen auf ihre einfachste Form bringen. Multipliziert man sie beziehungsweise mit $\dot{x}$, $\dot{y}$, $\dot{z}$ und addiert, so folgt:

$$e(\dot{x}\mathfrak{E}_x + \dot{y}\mathfrak{E}_y + \dot{z}\mathfrak{E}_z) = \frac{m(\dot{x}\ddot{x} + \dot{y}\ddot{y} + \dot{z}\ddot{z})}{\left(1-\frac{q^2}{c^2}\right)^{3/2}},$$

und dies in 5) substituiert ergibt, wenn man noch setzt:

$$e\mathfrak{E}_x + \frac{e}{c}(\dot{y}\mathfrak{H}_z - \dot{z}\mathfrak{H}_y) = X, \text{ usw.}$$

$$\frac{d}{dt}\left\{\frac{m\dot{x}}{\sqrt{1-\frac{q^2}{c^2}}}\right\} = X, \text{ usw.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Diese Gleichungen enthalten die Lösung der gestellten Aufgabe, sie bilden diejenige Verallgemeinerung der NEWTONschen Bewegungsgleichungen 2), welche durch das Prinzip der Relativität gefordert wird.

Vergleicht man sie mit den LAGRANGEschen Bewegungsgleichungen:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{x}}\right) = X, \text{ usw.} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 7)$$

wo H das kinetische Potential bezeichnet, so ergibt sich:

$$H = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} + const \quad \ldots \ldots \quad 8)$$

Den Satz der lebendigen Kraft gewinnt man, wenn man die Gleichungen 7) beziehungsweise mit $\dot{x}\,dt$, $\dot{y}\,dt$, $\dot{z}\,dt$ multipliziert und addiert. Dann folgt:

$$d\left(\dot{x}\frac{\partial H}{\partial \dot{x}} + \dot{y}\frac{\partial H}{\partial \dot{y}} + \dot{z}\frac{\partial H}{\partial \dot{z}} - H\right) = X\,dx + Y\,dy + Z\,dz,$$

und aus dieser Beziehung geht der Ausdruck der lebendigen Kraft L des Massenpunktes hervor:

$$L = \dot{x}\frac{\partial H}{\partial \dot{x}} + \dot{y}\frac{\partial H}{\partial \dot{y}} + \dot{z}\frac{\partial H}{\partial \dot{z}} - H = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}} + const.$$

Die Bewegungsgleichungen 7) lassen sich auch darstellen in der Form des HAMILTONschen Prinzips:

$$\int_{t_0}^{t_1} (\delta H + A)\,dt = 0,$$

wobei die Zeit t, sowie die Anfangs- und Endlage unvariiert bleibt, und A die virtuelle Arbeit bezeichnet:

$$A = X\delta x + Y\delta y + Z\delta z.$$

Endlich stellen wir noch die HAMILTONschen kanonischen Bewegungsgleichungen auf. Hierzu dient die Einführung der „Impulskoordinaten“ ξ, η, ζ, wobei:

$$\xi = \frac{\partial H}{\partial \dot{x}} = \frac{m\dot{x}}{\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}}}, \text{ usw.}$$

Betrachtet man nun die lebendige Kraft L als Funktion von ξ, η, ζ, und setzt zur Abkürzung: $\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = \varrho^2$, so ergibt sich:

$$L = m c^2 \sqrt{1 + \frac{\varrho^2}{m^2 c^2}} + const$$

und die HAMILTONschen Bewegungsgleichungen werden:

$$\frac{d\xi}{dt} = X, \qquad \frac{d\eta}{dt} = Y, \qquad \frac{d\zeta}{dt} = Z,$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial L}{\partial \xi}, \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{\partial L}{\partial \eta}, \qquad \frac{dz}{dt} = \frac{\partial L}{\partial \zeta}.$$

Alle diese Beziehungen gelten, wie für das hier benutzte Bezugssystem (x, y, z, t), ebenso auch für jedes andere Bezugssystem (x', y', z', t'), welches mit diesem durch die Gleichungen 1) verbunden ist.

Die Gestaltungskraft fliessender Kristalle; von O. Lehmann.

Der Gedanke, vollkommene Flüssigkeiten könnten freischwebend nicht nur die Gestalt kugelrunder Tropfen, sondern auch andere Formen, insbesondere kristallähnliche Polyederformen annehmen, ist ein so fernliegender, daß ich noch in meinen letzten Publikationen die fließenden Kristalle, welche solches Verhalten zeigen, trotz ihrer anscheinenden Zugehörigkeit zu den Flüssigkeiten, nicht zu diesen, sondern zu den festen Körpern rechnete, mit der Begründung, die polyedrische Form könne entgegen der kontrahierenden abrundenden Wirkung der Oberflächenspannung nur dann Bestand haben, wenn dem Stoffe ein gewisses Maß von Verschiebungselastizität zukomme.

Solche fließenden Kristalle erhält man z. B. bei Cholesterylbenzoat, wenn dasselbe aus genügend heißer Lösung in Mandelöl[1]) auskristallisiert. Die Konsistenz dieses Stoffes ist wenig von der des Olivenöls verschieden, und es bereitet erhebliche Schwierigkeiten, sich vorzustellen, derselbe gehöre zu den festen Körpern.

Die Auffindung der „scheinbar lebenden" fließenden Kristalle des Paraazoxyzimtsäureäthylesters[2]) ließ die Unklarheit aufs neue hervortreten. Sind diese Gebilde flüssig oder fest? Ist es wirklich die Elastizität, welche die eigentümliche Gestaltung und die merkwürdigen Bewegungserscheinungen veranlaßt?

Fortgesetzte Erwägungen ergaben, daß man mit Unrecht von einem Gleichgewicht zwischen Oberflächenspannung und Elastizität

---

[1]) Die Wahl des Lösungsmittels ist hier nicht gleichgültig, wenn große Kristallindividuen entstehen sollen. Mineralöl genügt nicht. Offenbar bildet Mandelöl etwas Oleat, welches sich den Benzoatkristallen beimischt. Bei Ammoniumoleat empfiehlt sich die Beimischung von Trimethylaminoleat.

[2]) O. Lehmann, Chemikerzeitung 30, 1, 1906; Ann. d. Phys. (4) **19**, **22**, 407, 1906; Vorländer, Ber. d. Deutsch. chem. Ges. **39**, 803, 1906. Der Stoff ist zu beziehen von E. Merck, chem. Fabrik, Darmstadt.

spricht. Betrachtet man einen Flüssigkeitstropfen als Aggregat bewegter Moleküle, so ist offenbar die Stoßwirkung dieser Moleküle, die „Expansivkraft“, die Trägheitskraft, welche die Wirkung der als wahre Kraft [1]) zu betrachtenden Oberflächenspannung kompensiert.

Die Existenz genau kugelförmiger Kristalltropfen (z. B. bei Paraazoxyanisol), auf deren Oberfläche die Moleküle in konzentrischen Ringen um die Symmetrieachse gruppiert sind, also an verschiedenen Stellen in verschiedener Art, beweist, daß die Größe der Oberflächenspannung (ebenso wie Schmelzpunkt, Löslichkeit und andere physikalische Eigenschaften) nicht abhängt von der Art der Anordnung der Moleküle. Erscheint deshalb ein Kristalltropfen nicht kugelförmig, wie bei den oben genannten Substanzen, so kann der Grund nur der sein, daß die Expansivkraft an verschiedenen Stellen mit verschiedener Stärke wirkt, was möglich ist infolge der eigentümlichen inneren Struktur des Tropfens, d. h. infolge seiner Anisotropie bezüglich der inneren Reibung. In bestimmten Richtungen (entsprechend den Gleitflächen bei festen Kristallen) sind die Moleküle leichter beweglich, vermögen also kräftigere Stoßwirkungen hervorzubringen, die Oberflächenhaut wird an diesen Stellen stärker hervorgetrieben, bis der dadurch geweckte stärkere Kapillardruck nach innen die Stoßwirkung eben kompensiert.

So kann man sich deuten, daß z. B. bei Paraazoxybenzoesäureäthylester Prismen mit gerundeten Kanten und Ecken entstehen, die ebenso wie kugelförmige Tropfen bei Berührung zusammenfließen.

Würde man ein solches Prisma künstlich etwa durch Einzwängen in eine geeignete Form zu einer Kugel deformieren, so würde es, sich selbst überlassen, alsbald seine frühere Form wieder annehmen, wie wenn es aus Kautschuk bestände. In diesem Sinne kann man von einer „Elastizität“ der fließenden Kristalle sprechen.

Versucht man nun aber zahlenmäßig die Elastizitätsgrenze

---

[1]) Bezüglich des Unterschiedes von wahren Kräften und Trägheitskräften siehe O. Lehmann, Flüssige Kristalle, Leipzig 1904, S. 145, und Frick, Physikalische Technik, 7. Aufl. Braunschweig 1905, Bd. I (2), S. 665 u. ff.

zu bestimmen, so trifft man sofort auf eine Schwierigkeit, denn die Kraft, welche sich einer Dehnung widersetzt, ist lediglich die Oberflächenspannung, würde also verschwinden, wenn der Tropfen von einer Flüssigkeit mit gleicher Kohäsion (etwa Paraazoxyzimtsäureäthylester) umgeben wäre, wobei er natürlich in diese diffundieren müßte, wie jeder andere Tropfen, an dessen Grenze die Oberflächenspannung gleich Null wird, und zwar entsprechend der verschiedenen Wirkung der Expansivkraft mit verschiedener Lösungsgeschwindigkeit an verschiedenen Stellen. Der Kristalltropfen verhält sich also trotz seiner polyedrischen Form nicht wie ein fester Körper, seine Elastizitätsgrenze ist vielmehr gleich Null, er gehört zu den wahren Flüssigkeiten.

In diesem Sinne ist das in meinem Buche „Flüssige Kristalle“ und an anderen Stellen über fließende Kristalle Gesagte zu korrigieren. Sie sind nicht, wie es dort geschehen ist, den festen Körpern beizuzählen, sondern als eigentliche „flüssige“ Kristalle zu betrachten, von den bisher allein so bezeichneten nur dadurch unterschieden, daß sie keine genau kugelförmigen Tropfen bilden können.

Nun könnte man hiergegen einwenden, daß vielleicht doch ein geringes Maß wahrer Verschiebungselastizität vorhanden sein könnte. Die Eigenschaft der fließenden Kristalle, bei Berührung wie Flüssigkeitstropfen zusammen zu fließen, schließt dies aus. Feste Körper, welche wahre Elastizität besitzen, nehmen nach einer elastischen Deformation wieder vollkommen ihre frühere Gestalt an und zwar gleichgültig, welches diese war. Einem fließenden Kristall kann man aber überhaupt nicht jede beliebige Form geben, man kann z. B. kein Stäbchen daraus schneiden, denn dies würde, freischwebend, sofort wieder die Form eines polyedrischen Tropfens annehmen und in dieser verharren, ebenso ein beliebig deformierter Kristalltropfen. Er läßt im allgemeinen keine bleibende Deformation zu, auch die weitestgehende Gestaltänderung wird ebenso wie bei einem in die Länge gezerrten, freischwebenden Öltropfen von selbst wieder rückgängig, selbst wenn die Oberflächenspannung minimal ist; das Wort „Elastizitätsgrenze“ hat hier also gar keine Bedeutung.

Um Verwechselungen dieser scheinbaren Elastizität fließender Kristalle mit der wahren Elastizität fester Körper zu vermeiden,

möchte ich vorschlagen, an Stelle des Ausdruckes „elastische Kraft“ hier das Wort „Gestaltungskraft“ zu verwenden. Wie gezeigt, ist sie das Ergebnis des Zusammenwirkens von Kohäsion und Expansivkraft und mag in diesem Sinne im Prinzip gleicher Ursache entstammen wie die Elastizität, ähnlich wie auch möglicherweise die „molekulare Richtkraft“ eigentlicher „flüssiger“ Kristalle, denen die Gestaltungskraft fehlt, sie darf aber nicht Elastizität genannt werden, weil diese definiert ist durch eine, namentlich auf Grund technischer Untersuchungen festgestellte Formel, welche auf fließende Kristalle nicht angewendet werden kann.

Karlsruhe, 31. März 1906.

Einige Bemerkungen zum Gebrauch des Wannerpyrometers;
von W. Nernst und H. v. Wartenberg.

(Aus dem physikalisch-chemischen Institut an der Universität Berlin.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 9. März 1906.)

(Vgl. oben S. 95.)

Veranlaßt durch die Debatte, welche sich an unsere Mitteilung über den Schmelzpunkt des Platins[1]) in der Sitzung vom 19. Februar d. J. knüpfte, möchten wir im folgenden unsere durch einige weitere Messungen ergänzten Erfahrungen über den Gebrauch des Wannerpyrometers zusammenstellen.

§ 1. Zunächst seien die Werte des Goldschmelzpunktes mitgeteilt, welche sich während eines längeren Zeitintervalls ergaben, während der Strom, welcher durch das Glühlämpchen des Instrumentes floß, stets konstant gehalten wurde.

	1905				1906		
Datum	13./7.	22./7.	11./10.	24./11.	31./1.	14./2.	17./2.
Wannergrad	26,0	26,0	25,5	26,2	26,5	26,3	26,7

Jede Zahl ist das Mittel aus mehreren Einzelbestimmungen (vgl. z. B. l. c. S. 49). Der dritte etwas kleinere Wert erklärte sich nachträglich dadurch, daß die Magnesiascheibe, die sich im elektrischen Ofen befand und mit dem Instrument anvisiert wurde, unvollkommen geschwärzt war. Im übrigen zeigen die Zahlen, zumal wenn man bedenkt, daß ein Wannergrad nur 6° C entspricht, eine recht bemerkenswerte Übereinstimmung und weisen einen so geringfügigen Gang auf, daß während des Zeitraumes unserer Messungen irgend ein Zweifel an der Konstanz der Angaben des Apparates nicht gehegt werden kann. Auch das

[1]) Diese Verhandl. 8, 48—58, 1906.

schwache Ansteigen der Zahlen erklärt sich sehr einfach daraus, daß die Lichtstärke des Glühlämpchens für konstanten Strom allmählich ein wenig abnimmt.

Erst gegen Schluß der obigen Messungsperiode und nach Abschluß unserer neulich veröffentlichten Arbeit zeigte sich ein stärkeres Anwachsen und am 20. Februar stiegen die Angaben des Instrumentes für den Goldschmelzpunkt bis auf 30°; zugleich aber bekam der Faden des Glühlämpchens ein stark korrodiertes Aussehen: offenbar war etwas Luft durch eine Einschmelzstelle des Fadens in das Lämpchen eingedrungen und dieses mußte daher durch ein neues Exemplar ersetzt werden.

§ 2. Zur Kontrolle der Konstanz des Glühlämpchens wird dem Instrument vom Fabrikanten eine Amylacetatlampe mitgegeben: beim Anvisieren dieser Lampe soll sich stets eine bestimmte Einstellung ergeben, bzw. der Strom entsprechend reguliert werden. Wir haben, wie schon in unserer früheren Mitteilung bemerkt, es vorgezogen, stets den Strom konstant zu halten und fortwährend den Goldschmelzpunkt zur Kontrolle zu bestimmen, weil uns die Einstellung auf die Amylacetatlampe nicht hinreichend sichere Werte ergab. Inzwischen haben wir mit einem zweiten, von Prof. Tammann freundlichst geliehenen Instrumente einige Zeit arbeiten können und dabei konstatiert, daß sich hier die Einstellung auf die Amylacetatlampe bis auf wenige Zehntel Wannergrade ausführen ließ. Die Erklärung dürfte darin zu suchen sein, daß das letztere Instrument, wie üblich, auf die rote Wasserstofflinie, das unserige dagegen auf die Natriumlinie eingestellt war. Wahrscheinlich schwanken infolgedessen die Einstellungen auf die Flamme der Vergleichslampe mit dem Natriumgehalt der Luft. In der Tat erhält man eine bedeutend größere Helligkeit der Flamme, wenn man eine Natriumperle an ihren Saum bringt. So erklären sich denn wohl auch die uns früher unverständlichen sprungweisen Unsicherheiten bis zu einem Wannergrade, und unser Mißtrauen gegen die Benutzung der Amylacetatlampe erscheint nunmehr gerechtfertigt. Zugleich aber möchten wir der Schlußfolgerung 2 unserer neulichen Notiz die Einschränkung hinzufügen, daß sich die von uns betonte Unsicherheit bezüglich der Amylacetatlampe nur auf die für die Natriumlinie eingestellten Instrumente bezieht.

§ 3. Auch das zweite Instrument wurde mit rotierenden Sektoren auf die Genauigkeit seiner Optik geprüft. Folgende Tabelle enthält die genau wie früher gewonnenen Ergebnisse.

Tabelle 1.

I α_1	II α_2	III Sektoren-schwächung	IV $\left(\frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1}\right)^2$	V $\left(\frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1}\right)^{1,988}$
47,3	17,5	0,0862	0,0847	0,0859
50,6	19,6	0,0862	0,0859	0,0869
59,4	26,0	0,0862	0,0832	0,0845
64,3	31,3	0,0862	0,0853	0,0865
69,7	38,4	0,0862	0,0860	0,0873
				Mittel 0,0862

Wie die letzte Kolumne lehrt, genügt es, anstatt $\left(\frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1}\right)^2$, $\left(\frac{tg\,\alpha_2}{tg\,\alpha_1}\right)^{1,988}$ zu setzen. Es ergibt sich somit, indem wir wie früher für die Konstante des WIEN-PLANCKschen Gesetzes 14600 setzen und ferner für die Wellenlänge des zweiten Instrumentes (Nr. 275) den Wert von 0,6563 μ einsetzen, die Gleichung zur Berechnung der Temperatur

$$T = \frac{9661}{\frac{9661}{T_0} + 1,988\,(\log tg\,\alpha_0 - \log tg\,\alpha)},$$

während wir früher für das erste Instrument (Nr. 70) fanden:

$$T = \frac{10753}{\frac{10753}{T_0} + 2\,(\log tg\;0,995\,\alpha_0 - \log tg\;0,995\,\alpha)}.$$

α_0 bedeutet in beiden Formeln die Einstellung auf die Temperatur T_0.

Übrigens betragen die Korrekturen für die Fehler der Optik immerhin nur wenige Zehntel und erreichen höchstens 0,4 Wannergrade. Entsprechend bleiben sie bei Messungen bis zum Schmelzpunkt des Platins unter 6 Celsiusgraden.

§ 4. Von besonderem Werte schien uns ein Vergleich der Angaben beider Instrumente; es wurde eine im elektrischen Ofen

befindliche geschwärzte Magnesiascheibe mit beiden Instrumenten alternierend, um zufällige Schwankungen der Temperatur unschädlich zu machen, bei zwei verschiedenen Temperaturen anvisiert; die niedere mit dem Goldschmelzpunkt kontrollierte Temperatur betrug 1308°, die dazu gehörigen Einstellungen der beiden Instrumente 21,87 bzw. 17,58. Bei der höheren Temperatur betrugen die Einstellungen 74,15 bzw. 65,93, woraus sich für das erste Instrument nach obigen Formeln eine Temperatur von 1693°, für das zweite von 1695,5° berechnet.

Von den obigen Einstellungen ist jede Zahl das Mittel aus 20 bis 30 Einstellungen, so daß beim Mittelnehmen auch die Hundertstel Wannergrade zu berücksichtigen waren. Die gute Übereinstimmung der mit den beiden Instrumenten erhaltenen Zahlen ist ein neuer Beweis für die außerordentliche Exaktheit, deren die Temperaturbestimmung mit Hilfe des Wannerinstrumentes bei vorsichtiger Handhabung fähig ist.

§ 5. Über die Genauigkeit der Bestimmung des Goldschmelzpunktes mit Hilfe des Wannerinstrumentes haben wir folgende Kontrollmessungen angestellt.

Herr Prof. Holborn machte in der Diskussion den sehr beachtenswerten Einwand, daß bei dem in der vorigen Notiz beschriebenen Verfahren, den Schmelzpunkt zu bestimmen (nämlich das Mittel zwischen den Einstellungen zu nehmen, bei denen der Draht noch nicht und bei denen er geschmolzen war), infolge Ansteigens der Temperatur das Wärmegleichgewicht im Innern des als schwarzen Körpers benutzten Hohlraumes sich nicht einstellte. Bei den neuen Messungen wurde nun der Golddraht zwischen die Schenkel eines Thermoelementes gelötet und längere Zeit die Temperatur dicht unterhalb des Goldschmelzpunktes konstant gehalten, so daß mit Sicherheit das Wannerinstrument an das Thermoelement angeschlossen werden konnte; dann erst wurde langsam die Temperatur gesteigert. So konnte gleichzeitig einmal wie früher der Schmelzpunkt direkt bestimmt werden und zweitens auch durch Umrechnung der Angaben des Thermoelementes auf das Pyrometer indirekt gefunden werden.

Tabelle 2 gibt die zu verschiedenen Zeiten mit etwas verschiedenen Helligkeiten der Vergleichsglühlampe erhaltenen Resultate in Wannergraden:

Tabelle 2.

Instrument	direkt	indirekt
Nr. 70	26,5	26,5
„	25,4	25,8
Nr. 275	20,5	20,6
„	21,2	21,4

Die Übereinstimmung der nach den zwei Methoden erhaltenen Zahlen ist genügend (im Mittel 1 bis 2 Celsiusgrad) und beweist die Brauchbarkeit des früher von uns benutzten Verfahrens.

☛ Diesem Hefte sind beigegeben: Zwei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1) **Elektrotechnik in Einzeldarstellungen.** Herausgegeben von Dr. G. Benischke. — 2) ***Sieberg,*** **Handbuch der Erdbebenkunde.**

Jahrg. 4 *Heft 8*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 30. April 1906. | Nr. 8.

Über elektrostatische Kapazität und Widerstandskapazität;

von Friedr. Kohlrausch.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 23. März 1906.)
(Vgl. oben S. 119.)

Widerstandskapazität eines zwischen Elektroden enthaltenen Raumes heiße der Widerstand dieses Raumes, wenn er durch ein Mittel vom Leitvermögen Eins ausgefüllt ist.

Die Beziehungen der Stromlinien zu den elektrostatischen Kraftlinien bedingen einen nahen Zusammenhang zwischen jener Größe und der elektrostatischen Kapazität der Elektroden. Da nun Widerstandskapazitäten oft mit Leichtigkeit genau ermittelt werden können, während die Methoden zur genauen Bestimmung besonders von kleinen elektrostatischen Kapazitäten, obwohl in neuerer Zeit verbessert[1]), im allgemeinen umständlich und nicht selten schwierig ausfallen, so lassen sich jene Zusammenhänge nützlich verwerten, um die letztere Bestimmung durch die erstere zu ersetzen. Vorteilhaft ist dabei noch, daß der Einfluß von Zuleitungen vermieden werden kann, indem man nämlich dünne,

[1]) Vgl. Harms, Ann. d. Phys. (4) 10, 816, 1903.

nur durch einen Lacküberzug isolierte Zuleiter nimmt, so daß der von ihnen verdrängte Raum nicht merklich in Betracht kommt.

Der umgekehrte Fall, daß die elektrostatische Kapazität leichter bestimmbar ist als die Widerstandskapazität, wird seltener vorkommen, doch kann sich, besonders bei Messungen des Leitvermögens von Gasen oder anderen sog. Nichtleitern, auch dies ereignen.

Im praktischen Gebrauch unterliegen beide Größen zuweilen einem merklichen Unterschiede, der nachher berücksichtigt werden soll.

In Betracht kommen hier nur homogene isotrope, leitende oder dielektrische Mittel, und zwar werden zur Einfachheit im folgenden das Leitvermögen des stromführenden, bzw. die Dielektrizitätskonstante des isolierenden Mittels gleich Eins angenommen; andere Fälle lassen sich hierauf in bekannter Weise zurückführen.

Der Widerstand der Elektroden verschwinde gegen den des Mittels. Wir denken sie uns auf konstanten Potentialen erhalten.

Da sich dann das elektrostatische Feld durch das Ausfüllen mit dem homogenen Leiter nicht ändert, da ferner die Stromrichtung in die Richtung der Kraftlinien fällt und da endlich unter unseren Voraussetzungen die Stromdichte gleich der Kraftliniendichte ist, so haben bei gleichen Grenzbedingungen[1]) Stromlinien im leitenden Medium und Kraftlinien im Dielektrikum denselben Zustand.

Eine Elektrode habe das konstante Potential V_1, die andere, bzw. die anderen, das Potential Null. Wenn i die gesamte von jener Elektrode ausgehende Stromstärke darstellt, so ist die Widerstandskapazität k

$$k = \frac{V_1}{i} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Die Stromstärke wird, wenn man um jene Elektrode eine geschlossene Fläche legt, welche keine andere Elektrode einschließt, und wenn N die nach außen gerichtete Normale auf dem Oberflächenelement $d\omega$ bedeutet, gegeben durch das über die Fläche erstreckte Integral

$$i = -\int \frac{\partial V}{\partial N} d\omega \quad \ldots\ldots\ldots \quad 2)$$

[1]) Vgl. auch S. 154.

also ist

$$\frac{1}{k} = -\frac{1}{V_1}\int \frac{\partial V}{\partial N} d\omega. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Andererseits wird, wenn man das leitende Mittel durch das Dielektrikum ersetzt, die, auf die Elektrode vom Potential V_1 bezogene elektrostatische Kapazität c, wenn Q_1 die Ladung der Elektrode bezeichnet,

$$c = \frac{Q_1}{V_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

Hier gibt nun bekanntlich nach Green das vorige Integral die innerhalb der geschlossenen Fläche befindliche Elektrizitätsmenge Q_1 nach der Beziehung

$$4\pi Q_1 = -\int \frac{\partial V}{\partial N} d\omega. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Aus Gleichung 3), 4) und 5) folgt also

$$c = \frac{1}{4\pi k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

c wird in elektrostatischen Einheiten erhalten; also in Centimetern, wenn Potential, bzw. Leitvermögen in CGS-Einheiten ausgedrückt werden oder auch in Volt, bzw. $\text{Ohm}^{-1}\,\text{cm}^{-1}$.

Zwei einander umschließende Elektroden. Auf diese ist die Gleichung 6) ohne weiteres anwendbar, wenn die innere Elektrode den Kollektor bildet[1]), denn für den Raum innerhalb der umschließenden Elektrode werden die Grenzbedingungen durch die Potentiale auf beiden Elektroden erschöpfend dargestellt. Konzentrische Kugeln vom Halbmesser R_1 und R_2 z. B. geben die Widerstandskapazität

$$k = \frac{1}{4\pi}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = \frac{1}{4\pi}\,\frac{a}{R_1 R_2},$$

wenn $a = R_2 - R_1$ ist; die Kondensatorkapazität der inneren Kugel ist bekanntlich

$$c = \frac{R_1 R_2}{a}.$$

Ein einzelner Leiter. Auf einen solchen wird Gleichung 6) anwendbar, wenn man sich den Leiter in ein unbegrenztes Mittel

---

[1]) Über die Unsymmetrie der Kondensatorkapazität vgl. S. 155.

eingetaucht denkt, dessen andere Elektrode im Unendlichen liegt; z. B. ist dann die Widerstandskapazität einer Kugel vom Halbmesser R gegeben durch

$$k = \int_R^\infty \frac{dr}{4\pi r^2} = \frac{1}{4\pi R}; \quad \ldots \ldots \quad 7)$$

die elektrostatische Kapazität wird bekanntlich $c = R$.

Um nun andere Gestalten experimentell untersuchen zu können, beachten wir, daß auch da die Strom- bzw. die Kraftlinien in großem Abstande gleichmäßig verteilte Radien werden. Wir grenzen den Raum durch eine um den Leiter gelegte leitende Kugelfläche von so großem Halbmesser R ab, daß die Stromlinien an der Kugelfläche diesen Zustand nahe erreicht haben, wobei die Zentrierung des Leiters danach beurteilt werden kann, daß der Widerstand ein Maximum wird.

Finden wir die Widerstandskapazität des Leiters gegen diese Kugel nun $= k_0$, so wird diejenige des Leiters gegen den unendlichen Raum nach Gleichung 7):

$$k = k_0 + \frac{1}{4\pi}\frac{1}{R} = k_0\left(1 + \frac{1}{4\pi k_0 R}\right) \quad \ldots \quad 8)$$

Hieraus berechnet man die elektrostatische Kapazität des Leiters wieder $c = 1/(4\pi k)$.

Kondensatorkapazitäten. Die Kapazität eines Kondensators, von welchem keine Kraftlinien merklichen Betrages in große Entfernung laufen, läßt sich, nach Gleichung 6), durch eine Widerstandsbestimmung ermitteln, wenn man den Kondensator in ein hinreichend großes Flüssigkeitsvolumen eintauchen kann. Dies wird nicht selten möglich sein. Geeignet gestaltete Gefäßkondensatoren zur Bestimmung der Dielektrizitätskonstante von Flüssigkeiten, die eingefüllt werden, wird man mit Rücksicht darauf, daß deren Dielektrizitätskonstanten diejenige der Luft meist mehrfach übertreffen, sogar oft mit hinreichender Annäherung mittels einer Widerstandsbestimmung eichen können, bei der man das Gefäß selbst benutzt. Ohnehin werden sich die Korrektionen, welche aus dem Eindringen der Kraftlinien in die Umgebung erwachsen, oft nur genähert berücksichtigen lassen.

Zu den beiden Elektroden eines frei stehenden Kondensators hat man sich eine unendlich ferne Elektrode, mit der abgeleiteten

verbunden, hinzuzudenken; dies ist ja die Ursache davon, daß, während die Widerstandskapazität immer eine eindeutige Größe ist, die elektrostatische Kapazität eines unsymmetrisch gebauten Kondensators bekanntlich je nach der Richtung, in der man ihn benutzt, zwei Werte hat, die um so verschiedener sind, je ungleicher die Elektroden und je stärker die Streuung der Kraftlinien.

Ist diese Streuung von der Kollektorplatte beträchtlich, so lassen sich bei der Widerstandsbestimmung ähnliche Verhältnisse dadurch herstellen, daß man, wie vorige Seite, ein großes Gefäß mit leitender Wand benutzt, welche mit derjenigen Elektrode verbunden wird, die bei dem Kondensator als abgeleitete dient. Während ohne dies die Widerstandskapazität zu groß, die daraus berechnete Kondensatorkapazität also zu klein gefunden wird, ist es nun umgekehrt. Man findet also Grenzen, zwischen denen der richtige Wert liegt. Die Differenz gibt eine genäherte Vorstellung von der Streuung der Kraftlinien nach der dritten Elektrode.

Insofern Kondensatoren meist so gebaut werden, daß die Streuung von einer Elektrode, die man dann als Kollektorplatte benutzt, klein ist, so wird man von einem Verfahren wie das obige oft ein genügendes Resultat erwarten dürfen.

Das im vorigen festgehaltene Mittel vom Leitvermögen Eins wird in Wirklichkeit durch eine Flüssigkeit vom bekannten Leitvermögen $\varkappa$ ersetzt. Zeigt diese den Widerstand w, so ist die Widerstandskapazität $k = w\varkappa$, wobei etwa w in Ohm, $\varkappa$ in $\mathrm{Ohm}^{-1}\,\mathrm{cm}^{-1}$ gemessen sei.

Die Elektrodenfläche braucht nicht homogen zu sein, denn konstante kleine Potentialdifferenzen in der Oberfläche bleiben bei der Widerstandsbestimmung mit Wechselströmen ohne Einfluß. Eine erhebliche Fehlerquelle kann dagegen entstehen, wenn die Polarisation des Wechselstromes selbst merklich wird und eine von der Grundannahme abweichende Stromverteilung auf der Elektrode herbeiführt. Aus diesem Grunde wird man das Leitvermögen der Flüssigkeit im allgemeinen so klein wählen, wie es sich noch mit einer zuverlässigen Bestimmung des Widerstandes verträgt. Die Gefahr, daß sich das Leitvermögen sehr verdünnter

Lösungen durch Umgießen oder durch die Berührung mit Wänden ändert, läßt sich dadurch vermeiden, daß man es mittels Tauchelektroden[1]) bestimmt, die man unmittelbar vor oder nach der Widerstandsmessung in dieselbe Füllung einsenkt, in welcher sich der auf seine Kapazität zu untersuchende Leiter befindet.

Eine Grenze findet unser Verfahren, wenn man es auf sehr große elektrostatische, also kleine Widerstandskapazitäten anwenden will, wenn man also sehr schlecht leitender Flüssigkeiten bedarf, in dem elektrischen Induktionsvermögen des Lösungsmittels, wodurch, besonders beim Wasser, die genaue Widerstandsbestimmung äußerst verdünnter Lösungen vermöge des Hereintretens der elektrostatischen Kapazität erschwert wird. Das Tonminimum dann durch geeignete Kapazitäten im anderen Brückenzweige zu verschärfen, ist natürlich auch hier gestattet, indessen hat das seine Grenzen. Es kommen also auch andere Lösungsmittel von kleinerer Dielektrizitätskonstante in Betracht.

Trotzdem wird das Verfahren bei Kondensatoren von großer Kapazität versagen. Solche haben ja auch meistens ein anderes Dielektrikum als die hier vorausgesetzte Luft und endlich liegt für große Kapazitäten das Bedürfnis, die vorhandenen Methoden zu ergänzen, viel weniger vor als für kleine.

Dagegen kann es, wie S. 152 bemerkt wurde, umgekehrt von Wert sein, sehr kleine Widerstandskapazitäten von Elektrodenpaaren auf ihre Kapazität als Luftkondensator zurückzuführen.

Marburg, 20. März 1906.

---

[1]) Kohlrausch, Wied. Ann. 51, 346, 1894.

Diesem Hefte sind beigegeben: Zwei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1) ***Sieberg,*** Handbuch der Erdbebenkunde. — 2) ***Börnstein,*** Leitfaden der Wetterkunde.

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 15. Mai 1906. | Nr. 9.

Sitzung vom 4. Mai 1906.

Vorsitzender: Herr M. Planck.

Der Rechnungsführer Hr. **P. Micke** erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1905 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frh. v. Seherr-Thoss und O. Krigar-Menzel, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahre wird einstimmig angenommen.

Aus den jetzt folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat in folgender Zusammensetzung hervor:

Hr. P. Drude, Vorsitzender.
Hr. M. Planck,
Hr. E. Warburg,
Hr. E. Hagen,
Hr. H. Rubens,
Hr. W. Nernst,
} Beisitzer.

Hr. P. Micke, Rechnungsführer.
Hr. E. Jahnke, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. F. Kurlbaum, Schriftführer.
Hr. E. Meyer, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frh. v. Seherr-Thoss, } Revisoren.
Hr. O. Krigar-Menzel, }
Hr. H. Zahn, Bibliothekar.
Hr. F. Kiebitz, stellvertretender Bibliothekar.

Der neugewählte Vorstand und Beirat kooptiert
Hrn. R. Assmann } als Redakteure der „Fortschritte der Physik“,
Hrn. K. Scheel }
letzteren zugleich als Redakteur der „Verhandlungen“ der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. F. Braun,	Hr. F. Richarz,
Hr. F. Himstedt,	Hr. K. Scheel,
Hr. K. R. Koch,	Hr. K. Strecker,
Hr. O. Lehmann,	Hr. E. Wiedemann,
Hr. E. Pringsheim,	Hr. Max Wien.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. Voigt gewählt.

Sodann spricht Hr. **M. Laue** über:

Die spektrale Zerlegung des Lichtes durch Dispersion.

Weiter berichtet Hr. **H. Rubens:**

Über Temperatur und Emissionsvermögen des Auerstrumpfes bei verschiedenem Cergehalt.

Ferner erläutert Hr. **E. Ladenburg** seine gemeinsam mit Hrn. E. Lehmann angestellten Versuche:

Über das Absorptionsspektrum des Ozons.

Die Mitteilung ist bereits in diesen Verhandlungen S. 125 bis 135 veröffentlicht.

Der Abdruck einer von Hrn. **K. von Wesendonk** eingegangenen **Mitteilung:**

Einige Bemerkungen über Flaschentöne

in den Verhandlungen der Gesellschaft wird beschlossen; die Vorlage der Mitteilung wird der vorgerückten Zeit halber auf die nächste Sitzung verschoben.

Endlich legt Hr. KARL SCHEEL eine Mitteilung von Hrn. **O. Lehmann:**

Die Gestaltungskraft fließender Kristalle

vor. Die Veröffentlichung der Mitteilung ist in diesen Verhandlungen S. 142 bis 145 bereits erfolgt.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. MAX CREMER, a. o. Prof. der Physiologie an der Universität München, Uhlandstr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL T. FISCHER.)

Hr. FRIEDRICH DESSAUER, Chefingenieur des elektrotechnischen Laboratoriums Aschaffenburg.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. IKLÉ.)

Hr. Bergrat v. ROSENBERG-LIPINSKY, Wilmersdorf, Prager Platz 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Frh. v. SEHERR-THOSS.)

Hr. Dr. J. E. LILIENFELD, Leipzig, Salomonstr. 9.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Vermögens-Bilanz
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
am 31. Dezember 1905.

Aktiva.	Mark	Pf.	*Passiva.*	Mark	Pf.
Versicherungs-Konto	15	30	Kapital-Konto	31 276	95
Bibliothek	12 920	—	Friedr. Vieweg u. Sohn	848	39
Deutsche Bank	2 013	31	Mitgliederbeiträge-Konto	20	—
Effekten-Konto	20 004	25	Stiftungsfest-Konto	30	—
Jahresbericht-Konto Lit. A	608	90	Gewinn- und Verlust-Konto	4 624	97
„ „ Lit. C	480	25			
„ „ Lit. F	482	75			
Konto durchlaufender Rechnungen	51	56			
Kassa-Konto	223	99			
	36 800	31		36 800	31

Berlin, 10. April 1906.

P. Micke, Rechnungsführer.

Revidiert und richtig befunden:

M. Frh. v. Seherr-Thoss. **O. Krigar-Menzel.**

Gewinn- und Verlust-Konto

am 31. Dezember 1905.

Debet.	Mark	Pf.	*Kredit.*	Mark	Pf.
Bureaubeamter	300	—	Vortrag vom Jahre 1904	4 212	47
Bote, Diener, Heizer, Portier	729	40	Beiträge von Berliner Mitgl. pro 1905. I.	1 850	—
Bücher, Zeitschriften	461	07	„ „ „ „ „ 1905. II.	1 840	—
Buchbinder	459	—	„ „ auswärtig. Mitgl. 1905	930	—
Bibliothek, Lesezirkel, Inventar	70	50	Zinsen von Wertpapieren	684	—
Verhandlungen	660	40	„ „ Depositengeldern	52	15
Fortschritte der Physik, Bd. 59, Verlag	92	20			
„ „ „ Bd. 59, Redaktion	557	25			
Laufende Ausgaben der Redakteure	230	07			
Versicherung	16	—			
Drucksachen, Schreibmaterialien	191	75			
Porti	962	74			
Extraordinaria einschl. Museums-Beitrag u. Stiftungsfest-Konto	213	27			
Vortrag für das Jahr 1906 (Gewinn: M. 412,50)	4 624	97			
	9 568	62		9 568	62

Vorstehender Etat-Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, 4. Mai 1906.

(gez.) **M. Planck.**

Das Eis der Polargebiete;
von Erich von Drygalski.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 23. März 1906.)
(Vgl. oben S. 119.)

Das Eis der Polargebiete ist von zweierlei Art, Landeis und Meereis. Das Landeis tritt als Inlandeis in die Erscheinung, wie es in der geologischen Vergangenheit auch die Erdräume der gemäßigten Zonen in großer Ausdehnung überzogen hat. Dasselbe überdeckt die weiten Flächen der Polargebiete, strömt auf ihnen in langsamer Bewegung zum Meere, bricht, wo dieses tiefer wird, ab und bildet so die Eisberge, welche als schwimmendes Landeis weithin verteilt werden.

Über das Strömen des Inlandeises sind von der Deutschen Südpolarexpedition in der Antarktis ähnliche Messungen angestellt worden, wie sie aus dem Nordpolargebiete schon vorlagen, z. B. aus Grönland.

Es haben sich dabei manche Unterschiede ergeben, die wesentlich auf den Formen beruhen, mit denen Inlandeis im Meere endigt. In Grönland liegt es über einem von Tälern angeschnittenen Plateau und strömt durch die Täler ins Meer. Im Südpolargebiet schiebt es sich dagegen auf weiten Flächen gleichmäßig ins Meer hinaus, ohne vorherige Einzwängung in verhältnismäßig enge Talformen. Hierauf beruhen Geschwindigkeitsdifferenzen in den beiden Gebieten. Im Südpolargebiet herrschen dort, wo das Inlandeis im Meere endigt, Geschwindigkeiten bis zu 50 m in 5 Monaten, also 10 m in einem Monat und etwa $^1/_3$ m pro Tag, in Grönland dagegen bis zu 18 m pro Tag, wobei freilich auch Unterschiede der Mächtigkeit des Eises in Betracht kommen.

Diese Unterschiede in der Geschwindigkeit dürften auf den Bewegungsmechanismus von Gletschern und Inlandeis ein weiteres Licht werfen. Man hat das Strömen der Gletscher vielfach mit dem Strömen eines Flusses verglichen und angenommen, daß die oberen Eisschichten über die unteren hinweggleiten. Demgegenüber

habe ich schon früher[1]) hervorgehoben, daß das umgekehrte der Fall ist, und daß vielmehr die unteren Lagen unter den oberen hinwegströmen, wobei die oberen von den unteren nur mehr oder weniger passiv mitgenommen werden.

Zu diesem Schluß führt mich einmal die Beobachtung, daß bei dem großen Karajak-Eisstrome in Grönland die Geschwindigkeit vom Stromende aufwärts in das Inlandeis hinein sehr schnell abnimmt. Schon in 5 km Entfernung vom Ende beträgt die Geschwindigkeit an der Oberfläche des Eises bei annähernd gleichem Querschnitt des Eisstromes nur noch etwa die Hälfte, wie am Ende, und nimmt weiter aufwärts noch mehr ab. Dieses scheint mir anzuzeigen, daß der Hauptnachschub von Eis unter der Oberfläche in der Tiefe erfolgt. Sonst wäre es nicht zu erklären, daß der Eisstrom seine Kontinuität behält.

Ein anderes Argument liegt in Beobachtungen der Bewegung in Randpartien des Grönländischen Inlandeises, die im Laufe des Winters nur in der Vertikalen, nicht in der Horizontalen erfolgte. Während ein Punkt an der Oberfläche am Rande des Eises, wo die Winterkälte die ganze Oberflächenschicht durchdrungen hatte, in der Horizontalen unverrückt blieb, zeigte er im Verlaufe des Winters in der Vertikalen eine geringe, aber doch meßbare Hebung, was ich mir nur so zu erklären vermag, daß eben in den unteren Teilen des Eises ein Nachschub von Eismaterial erfolgt ist.

Ein ferneres Argument für den gleichen Vorgang geben Beobachtungen am Meereis der Antarktis, wie sie sich übrigens auch am Flußeis, wenn es mächtig genug ist, in gleicher Weise anstellen lassen dürften. Vertikale zylindrische Löcher in der 5 bis 6 m dicken Meereisdecke der Antarktis wurden in den unteren Teilen zusammengedrückt, in den oberen unverändert erhalten, so daß sie bald eine konische Form annahmen. Oben wurde die Schneelast auf der Eisoberfläche dauernd vermehrt und drückte das Eis nach unten in das Wasser hinein; die untersten Teile, welche dabei vom Wasser durchdrungen, auf dessen Temperatur erhalten und nicht durchkältet wurden, quollen in der Horizontalen auseinander.

[1]) Grönland-Expedition der Berliner Gesellschaft für Erdkunde, Berlin 1897, I, S. 511 ff.

Ein viertes Argument für die Bewegung, welche in den unteren Lagen vor sich geht, erblicke ich in den Strukturverhältnissen des Eises, welche in den untersten Lagen die stärksten Umänderungen durch Schmelz- und Wiedergefriervorgänge erkennen lassen, die, wie bekannt, mit inneren Verschiebungen verbunden und die Grundlage der Gletscherbewegung sind.

Die verschiedenen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsdifferenzierungen des Inlandeises in den beiden Polargebieten werden auf diese Verhältnisse noch ein weiteres Licht werfen.

Auf der Verschiedenheit der Strömungsintensität beruhen nun im wesentlichen die verschiedenen Formen derjenigen Teile des Inlandeises, welche sich aus dem Zusammenhange mit ihm gelöst haben, also der Eisberge. In der Antarktis, wo auf weite Strecken hin gleichmäßige Bodenformen und daher auch gleichmäßige Geschwindigkeiten herrschen, brechen die Eisberge in mächtigen kastenförmigen Gestalten aus dem Zusammenhange mit dem Inlandeise los. Die Tafelform ist die typische Form des antarktischen Eisberges. Im Nordpolargebiet, wo lebhaftere Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsunterschiede herrschen, haben wir eine stärkere Zerklüftung des strömenden Eises und infolge davon eine größere Unregelmäßigkeit der davon losbrechenden Eisbergformen.

Die Zahl der Eisberge ist im Süden größer als im Norden, weil wir im Süden viel mehr Land haben. Wir dürfen aus den Ergebnissen der letzten Südpolarexpeditionen schließen, daß der Südpol von ausgedehnten Landmassen umgeben ist, die alle mit Inlandeismassen überdeckt sind, während das Nordpolargebiet wesentlich ein Meeresraum ist, dessen Länder nur Inseln darstellen, von denen Grönland die größte ist.

Aus den tafelförmigen Eisbergen des Südpolargebietes gehen durch äußere Agentien verschiedene Umgestaltungen hervor, von denen ich drei nennen will, und zunächst die, welche durch das Wälzen oder Kentern der Eisberge entstehen. Die Tafeln können sich vermöge ihrer regelmäßigen Form lange Zeit in ihrer ursprünglichen Lage schwimmend erhalten. Mit der Zeit aber wird ihre Zertrümmerung eingeleitet, namentlich wenn sie ins offene Meer hinaustreiben, wo die Brandung Kehlen in sie hineingräbt. Bricht dann auf einer Seite ein Stück los, sinkt die entgegengesetzte Seite nieder, und so fort, bis die ganze Eisbergtafel gekentert ist.

Immerhin bleibt aber die Tafelform lange erhalten; neben der aufrecht schwimmenden Tafel findet man sehr häufig die um 90° gedrehten Tafeln und dann bei weiterer Zerstörung kompliziertere Formen. Das Kentern und Wälzen der Eisberge ist im Nordpolargebiet viel häufiger als im Süden, weil die Eisbergformen schon beim Losbrechen unregelmäßiger und auch innerlich weniger homogen sind. Im südlichen Eismeere sieht man kenternde Eisberge verhältnismäßig selten, in der Arktis dagegen fast unablässig, so daß hier viel verschiedenartigere Formen entstehen.

Eine zweite Art der Umgestaltung von Tafeln ist für das Südpolargebiet besonders charakteristisch, nämlich die Umwandlung in die Form des Blaueises, welche dort entsteht, wo die Tafeln nicht ins offene Meer hinaustreiben können und lange vor der Küste liegen bleiben. Sie werden dann durch die heftigen föhnartigen Winde, welche von den Hochflächen des Inlandeises zur Küste herabstürzen, geglättet und durch den treibenden Schnee wie poliert, so daß aus der kantigen Tafel allmählich eine runde Form entsteht, die aber auch eine horizontale Schichtung besitzt, wie die aufrecht schwimmende Tafel, so daß man erkennt, wie sie aus dieser hervorgeht. Dieser Typus des Blaueises begleitet die Südpolarküsten auf weite Strecken hin und entsteht, wo Untiefen die Küsten begleiten, welche das Hinaustreiben der Eisbergtafeln hindern.

Eine dritte Art der Umwandlung zu neuen Eisbergformen erfolgt wesentlich unter dem Einfluß starken Frostes durch Zerbrechen der Eisberge und durch Niederstürzen von Eislawinen, die sich am Fuße der Berge ansammeln, wenn diese in festen Feldern eingeschlossen liegen. Zwischen die Blöcke dieser Halden wird dann Schnee geweht, gelegentlich auch wohl etwas Wasser, wodurch ein zusammengeschweißtes Haufwerk von Blöcken, eine Eisbreccie, entsteht, die unter Umständen ganze Berge bilden kann, wenn auch naturgemäß nicht so große, wie es die ursprünglichen Tafelformen sind.

Ich möchte noch hinzufügen, daß bei den Bergen des Südpolargebietes, wenn sie sich aus dem Zusammenhange mit dem Inlandeis gelöst haben, ein weiteres Wachstum nicht mehr stattfindet. Man glaubte früher, daß dieses der Fall ist und daß die Berge des südlichen Eismeeres durch Häufung von Schnee auf Meereis-

schollen entstehen können, doch ist das nicht richtig. Der Schnee wird über die Berge hinweggetrieben und kann auf ihnen nicht haften. Nur Anlagerungen von Schnee, mächtige Schneewehen bilden sich an der Leeseite der Tafeln, doch in der Höhe wachsen diese nicht weiter, nachdem sie von dem Inlandeise abgetrennt sind.

Die zweite Art des Eises der Polargebiete ist das Meereis. Am Salzgehalt ist dieses meistens nicht mehr zu erkennen, denn die salzigen Bestandteile des Meereswassers und andere Beimengungen werden beim Gefrieren ausgeschieden, worüber wir jetzt grundlegende Untersuchungen von QUINCKE[1]) besitzen; zunächst bleiben sie mechanisch im Eise eingeschlossen, werden dann aber allmählich ausgelaugt, so daß aus Meerwasser entstandene Schollen mit der Zeit ihren Salzgehalt vollständig verlieren.

Charakteristischer für gefrorenes Meerwasser bleibt seine plattige Struktur, die durch den Zusammenschluß kleiner hexagonaler Kristallplättchen, meist in steilen Stellungen zur Gefrierfläche, also zur Wasseroberfläche, zustande kommt, so daß eine junge Meereisdecke sich dann aus solchen Plättchengruppen zusammensetzt[2]). Indessen wird man in älteren Meereisschollen diese Struktur meistens vergeblich suchen, weil nur die erste Anlage der Schollen durch Gefrieren von Meerwasser entsteht, das weitere Wachstum aber durch den Schnee, der auf die Meereisdecke fällt, sie tiefer und tiefer hinabdrückt, so daß sie unten von Wasser durchdrungen wird und der Schnee, während das ursprünglich gefrorene Meereis unten sich fortlöst, oben vereist, so daß schließlich die ganze Scholle aus Schneeeis besteht. Dadurch erhält das Scholleneis dann keine andere Struktur als das Inlandeis, welches ja auch wesentlich aus Schnee entstanden ist, wie unsere Gletscher.

So bleibt als Charakteristikum für die Meereisschollen wesentlich die Flächenform übrig, die sich im Südpolargebiet auch lange erhalten kann. Übergänge zum Bergeis sind in den erwähnten Schneewehen zu erblicken, die sich an den im Scholleneis festgelegten Eisbergen ansetzen und, wenn sie von diesen abbrechen, unregelmäßig gestaltete kleine Berge bilden, welche den Hummocks der Engländer und den Torrossen der Russen entsprechen würden. Im nördlichen Eismeer kommen diese unregelmäßig gestalteten

[1]) Ann. der Phys. (4) 4, 18, 1905.
[2]) Grönl. Exp. d. Berl. Ges. für Erdkunde I, S. 419 ff.

Eishügel, welche immer von den eigentlichen Bergen, den abgebrochenen Gletscherenden, unterschieden werden, hauptsächlich durch Packung und Pressung von Schollen zustande, im Süden mehr in der oben geschilderten Weise. Packungen und Pressungen sind im südlichen Eismeer seltener als im nördlichen, weil dieses von Landmassen rings umgeben ist, zwischen welchen sich die Schollen drängen und pressen, während ersteres eigentlich nur ein ein bis zwei Breitengrade breiter Meeresring ist, welcher das antarktische Inlandeis umgibt. Da er sich nach Norden mit den Breitengraden weitet, kann das Eis sich ausbreiten, so daß es weniger zu Stauungen und Pressungen kommt, als im nördlichen Eismeer.

Für die praktische Schiffahrt von Bedeutung ist es, ob die Schollen eckig oder rund sind. Eckige Schollen haben sich noch nicht lange im Meere bewegt und liegen also vorzugsweise in Gebieten, wo sie sich leicht wieder fest zusammenschließen. Runde Formen, die sog. Pancakes der Engländer, abgedrehte Fladen, wie wir sie auch in unseren Flüssen beim Eisgange sehen, finden sich dagegen in solchen Gebieten, wo die Bewegungsperiode im Jahre eine längere ist. In diese runden Schollen darf der Seemann unbesorgt hineingehen, während jene zu vermeiden sind, besonders wenn sie zwischen Blaueisbergen auftreten, die ja auch durch langen Verbleib an derselben Stelle entstehen und daher, wo sie in Komplexen auftreten, anzeigen, daß das Eis dort nur eine kurze Bewegungsperiode hat und leicht wieder fest wird.

Ich will zum Schluß nur kurz die Frage streifen, welches die Grenzen der Meereisbildung sind, wie weit es möglich ist, daß ein flaches Meer, ein Shelf-Meer, wie man es heute nennt, wenn es auf einem Kontinentalsockel oberhalb des Abfalles zur Tiefsee liegt, gänzlich ausfrieren kann. Ein solches Meer umgürtet die Küste des Südpolarkontinents südlich vom Indischen Ozean, wo die Deutsche Südpolarexpedition gearbeitet hat, und ist dort im Süden durch die 30 bis 40 m hohen Steilränder des antarktischen Inlandeises begrenzt, welches darin viele gewaltige Eisberge bildet. Diese können teilweise nicht forttreiben, weil sie auf Bänken des Shelfmeeres festkommen und daher lange liegen bleiben, wodurch dann auch die umgebenden Scholleneisfelder lange Zeit in derselben Lage gehalten werden. Hier wären die Bedingungen für eine gänzliche Vereisung eines Meeres gegeben.

Das Wachstum des Meereises kann dann auf zweierlei Weise erfolgen, durch Weitergefrieren und durch Auflagerung von Schnee. Beide Arten haben aber bestimmte Grenzen. Denn gerade dort, wo die lange festliegenden Meereisfelder sind, ist die Schneeauflagerung beschränkt, weil die heftigen föhnartigen Winde in der näheren Umgebung der Küste ihr entgegenwirken. Meist ist das Meereis unter ihrem Einfluß glatt und blank und somit das Wachstum von oben gerade dort unterbunden, wo es bei der festen Lage der Eisfelder am nachhaltigsten eintreten könnte.

Ebenso ist aber auch das Wachstum nach unten durch Weitergefrieren begrenzt, wie man an anderer Stelle schon daraus ersehen kann, daß oben durch Schneeauflagerung wachsende Schollen unten verlieren. Ferner zeigten direkte Schmelzversuche mit abgewogenen Eiswürfeln, daß in dem gleichmäßig auf den Gefrierpunkt des dortigen Meerwassers (— 1,85°) abgekühlten Shelfmeer von etwa 400 m Tiefe der Schmelzprozeß in der Nähe der Oberfläche fast gleich Null war, nach der Tiefe zu aber schnell zunahm. Bei der gleichmäßigen Temperatur der verschiedenen Tiefen dürfte dieses mit der Erniedrigung des Schmelzpunktes durch den Druck des Wassers zusammenhängen. Kompliziert wird der Vorgang allerdings dadurch, daß auch das Eis selbst zusammengedrückt wird, und daß dadurch wieder eine Verlangsamung der Auflösung in der Tiefe statthat. Die Ausarbeitung dieser Versuche ist noch nicht abgeschlossen, doch läßt sich aus allem erkennen, daß das Schollenwachstum auch durch Weitergefrieren nach der Tiefe beschränkt ist und verhältnismäßig keine hohen Beträge erreicht.

Wenn sonach die Auseisung eines flachen Meeres durch Wachstum des Meereises von oben oder unten nicht eintreten wird, so ist eine Auseisung andererseits bis zu gewissem Grade durch Bergeisstauungen möglich, wenn sich die abgebrochenen Enden des Inlandeises an Untiefen packen. Auch hierfür bietet die Antarktis Beispiele, z. B. in dem sog. Westeis, westlich vom Winterquartier des „Gauss", doch hat auch eine solche Vereisung sehr wesentliche Unterschiede gegen ein Inlandeis, so daß man auch hier nicht von der völligen Auseisung des Meeres sprechen darf. Diese Arbeiten sind noch nicht abgeschlossen, so daß nähere Mitteilungen hierüber, wie über die Struktur- und Wärmeverhältnisse des antarktischen Eises, erst später erfolgen werden.

Diesem Hefte sind beigegeben: Zwei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1) ***Koenigsberger,*** Hermann von Helmholtz. — 2) ***Vogel-Wandtafeln.***

Jahrg. 4 **Heft 10**

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 30. Mai 1906. Nr. 10.

Sitzung vom 18. Mai 1906.

Vorsitzender: Herr P. DRUDE.

Hr. **R. Wachsmuth** erläutert die in der vorigen Sitzung vorgelegte Mitteilung von Hrn. K. v. WESENDONK:

Über Flaschentöne.

Sodann spricht Hr. **E. Lilienfeld** über:

Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur und der Wärmeleitfähigkeit des positiven Glimmlichtes.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Oberlehrer Dr. O. PUND, Charlottenburg, Schloßstr. 61.
(Vorgeschlagen durch Hrn. K. SCHEEL.)

Hr. Prof. Dr. PETER SZYMANSKI, Subdirektor der I. Handwerkerschule zu Berlin, Berlin S., Gneisenaustr.
(Vorgeschlagen durch Hrn. P. MICKE.)

Frl. stud. rer. nat. GERTRUD VON UBISCH, Gr. Lichterfelde-Ost, Ritterstr. 5. (Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Hr. Dr. O. REICHENHEIM, Berlin W., Rauchstr. 24.

Hr. Dr. R. LADENBURG, Charlottenburg, Goethestr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Die spektrale Zerlegung des Lichtes durch Dispersion;

von M. Laue.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 4. Mai 1906.)
(Vgl. oben S. 158.)

Im Folgenden soll über eine Reihe neuerer Arbeiten von Lord RAYLEIGH[1]), SCHUSTER[2]) und LARMOR[3]) Bericht erstattet werden, welche sich alle auf die Theorie der spektralen Zerlegung des Lichtes beziehen; nicht als ob einer dieser Autoren die übliche Theorie in Zweifel ziehen wollte, welche sich auf die Möglichkeit stützt, jede Welle mit Hilfe des FOURIERschen Integrals in Sinusschwingungen aufzulösen; sie wollen nur dieser ausgesprochen analytischen Methode eine anschaulichere, wenn auch weniger strenge an die Seite stellen, indem sie die Lichtwelle als eine Folge sehr kurzer Impulse auffassen, und zunächst das Verhalten des einzelnen Impulses untersuchen. Anschaulicher ist dies Verfahren, weil der Impuls im Gegensatz zur Partialsinusschwingung durch die Größe des Lichtvektors in einem Moment bestimmt ist. Immerhin kann auch dies Verfahren zu Mißverständnissen Anlaß geben, wie LARMOR in der zitierten Arbeit zeigt: um diese auszuschließen, scheint es mir zunächst notwendig, auf die FOURIERsche Zerlegung eines Impulses einzugehen.

Es stelle die Funktion $f(x)$ die Form des Impulses dar, und zwar soll $f(x)$ außerhalb des Intervalles $-a < x < a$ Null sein.

---

[1]) Lord RAYLEIGH, On the origin of prismatic colours. Phil. Mag. (6) **10**, 401, 1905. On the constitution of natural radiation. Phil. Mag. (6) **11**, 123, 1906.

[2]) A. SCHUSTER, The propagation of waves through dispersive media. BOLTZMANN-Festschrift, S. 565, 1904. A simple explanation of TALBOT's bands. Phil. Mag. (6) **7**, 1, 1904.

[3]) J. LARMOR, On the constitution of natural radiation. Phil. Mag. (6) **10**, 574, 1905. Siehe auch J. S. AMES. An elementary discussion of the action of a prism on white light. Astrophys. Journ. **22**, 76, 1905.

Das FOURIERsche Theorem lautet in diesem Falle

$$f(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty dk \int_{-a}^{+a} d\xi\, f(\xi) \cos k(x - \xi). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

Nun wollen wir annehmen, aus der Natur des Problems, auf welches wir dies Integral anwenden wollen, gehe hervor, daß nur Partialschwingungen in Betracht kommen, für welche $k < b$ ist; außerdem soll

$$ab \text{ klein gegen } 1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

sein. Dann können wir $f(x)$ vollständig ersetzen durch das Integral

$$\frac{1}{\pi}\int_0^b dk \int_{-a}^{+a} d\xi\, f(\xi) (\cos kx \cos k\xi + \sin kx \sin k\xi),$$

in welchem man nach 2) $\cos k\xi = 1$, $\sin k\xi = 0$ setzen kann, da ja der größte Wert, den das Produkt $k\xi$ bei der Integration nach k und ξ erreicht, gleich ab ist. So gelangt man zu dem Integral

$$Q\int_0^b dk \cos kx, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad , \quad 3)$$

wenn

$$Q = \frac{1}{\pi}\int_{-a}^{+a} f(\xi)\, d\xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

den Integralwert des Impulses bedeutet. Nun können wir aber die Partialschwingungen, für welche $k > b$, aus demselben Grunde, aus dem wir sie fortließen, mit beliebiger Amplitude und Phase wieder hinzufügen; englische Autoren, z. B. Lord KELVIN und Lord RAYLEIGH, tun dies in hydrodynamischen Untersuchungen häufig in der Art, daß sie einfach in 3) als obere Grenze ∞ setzen. Dann entsteht ein Integral

$$Q\int_0^\infty dk \cos kx,$$

welches in der gebräuchlichen mathematischen Auffassung als Grenzwert des Integrals 3) für $b = \infty$ keinen Sinn hat, da eine solche Grenze nicht existiert. Es ist aber unbedenklich zu verwenden, da es bei Problemen der betrachteten Art so zu verstehen ist, daß es für das Resultat gleichgültig ist, ob man in 3) b oder einen noch größeren Wert als obere Grenze wählt.

Es sei besonders betont, daß man bei dem Übergang von dem Integral 1) zu 3) durchaus nichts Nebensächliches fortläßt. Dies folgt ja schon daraus, daß man aus dem ersteren Integral $f(x)$ bestimmen kann, während in dem letzteren nur der Integralwert Q von $f(x)$ auftritt. Eine solche Vernachlässigung läßt sich nur durch die Art des vorliegenden Problems rechtfertigen, sie bedeutet, daß es nicht auf die Form des Impulses, sondern nur auf seinen Integralwert ankommt. Daß es solche Probleme gibt, wollen wir zunächst an einem bekannten Beispiel aus der Hydrodynamik zeigen, auf welches wir später wieder zurückkommen müssen.

In einem überall gleich breiten und gleich tiefen Kanal strömt Wasser mit der zeitlich und räumlich konstanten Geschwindigkeit v. Längs einer zur Kanalrichtung senkrechten Geraden üben wir auf seine Oberfläche einen Druck aus, etwa, indem wir einen Luftstrom gegen sie blasen. Hinter dieser Druckstelle bildet sich ein Wellensystem aus, welches seine Lage ihr gegenüber nicht ändert, dem Wasser gegenüber also mit der Geschwindigkeit v stromaufwärts fortschreitet. Wir denken es uns durch ein FOURIERsches Integral dargestellt. Nun schreiten Sinuswellen auf der Wasseroberfläche um so langsamer fort, je kleiner ihre Wellenlänge, d. h. je größer der ihnen zugehörende Wert von k ist. Es ist also plausibel, daß in diesem Integral nur solche Werte von k auftreten, welche unter einer gewissen Grenze liegen. Damit ist aber die Bedingung erfüllt, unter der man, wie wir sahen, von der Form des Druckimpulses absehen kann und nur seinen Integralwert Q zu berücksichtigen braucht. Tatsächlich geht die RAYLEIGHsche[1]) Theorie dieser Erscheinung von der Integraldarstellung

$$Q\int_0^\infty dk \cos kx$$

für die Druckverteilung aus. Das Resultat ist, daß schon in geringem Abstande hinter der Druckstelle sich eine Sinuswelle befindet, deren Wellenlänge sich so bestimmt, daß die zugehörige Phasengeschwindigkeit v ist.

Ein anderes Beispiel dafür, daß man die Impulsform außer acht lassen darf, bieten die optischen Untersuchungen, welche wir

---

[1]) Lord RAYLEIGH, Proc. Lond. Math. Soc. 15, 69, 1883.

hier besprechen wollen. Wir wollen, wie schon gesagt, die Lichtwellen als Folge von Impulsen auffassen, deren Breite gegen die Lichtwellenlänge klein ist; wir können dabei etwa an die elektromagnetischen Impulse denken, aus denen nach der Hypothese von Wiechert und Stokes die Röntgenstrahlen bestehen. Die Fouriersche Integraldarstellung einer Impulsfolge erhalten wir durch Addition aller die Impulse darstellenden Integrale. Welcher Bereich von Wellenlängen in ihr ausschlaggebend wird, ob also die Impulsfolge Licht- oder Röntgenstrahlung darstellt, hängt bei vorgeschriebener Form der Impulse noch wesentlich von der Art ab, wie sie aufeinander folgen, z. B. von dem Abstande und den Stärkeunterschieden zwischen benachbarten Impulsen. Ist die Impulsfolge aber eine Lichtwelle, sind also die ausschlaggebenden Wellenlängen groß gegen die Impulsbreite, so folgt aus der obigen Betrachtung, daß die Form der Impulse ohne Einfluß ist.

Offenbar muß man demnach, wenn man Impulse zu einer Lichtwelle zusammensetzen will, dabei ein gewisses Anordnungsprinzip einhalten. Vielleicht ist es in diesem Sinne zu verstehen, wenn Larmor die Lichtwelle als „geordnete" Impulsfolge der „ungeordneten" Röntgenstrahlung gegenüberstellt. Es muß aber festgehalten werden, daß diese Bezeichnung mit der sonst gebräuchlichen Unterscheidung zwischen ungeordneten und geordneten Strahlungsvorgängen, von denen die ersteren durch ihre Irreversibilität ausgezeichnet sind, nicht das Mindeste zu tun hat; beide Arten von Strahlungsvorgängen gehören zu den „geordneten" Impulsfolgen; eine „ungeordnete" ergäbe Wellenlängen, welche nicht mehr in den Bereich der Wärmestrahlung fallen [1]).

Die Beschränkung auf Impulsfolgen, welche in diesem Sinne geordnet sind, macht es auch allein möglich, unsere Theorie auf Dispersionsprobleme anzuwenden. Wir führen die Dispersion auf die atomistische Struktur der Materie zurück, behandeln diese aber dennoch als Kontinuum, wenn wir sie durch ihren Brechungsindex und Absorptionskoeffizienten als optisch vollkommen bestimmt annehmen. Dies ist berechtigt, wenn es sich um Lichtwellen handelt, die gegen den Abstand benachbarter Resonatoren

---

[1]) Wenn Schuster (Phil. Mag. (5) 37, 1894) in einer ähnlichen Untersuchung von ungeordneten Impulsfolgen spricht, so meint er nur unperiodische.

groß sind; für den einzelnen Röntgenimpuls ist die Zulässigkeit dieses Verfahrens dagegen mindestens sehr zweifelhaft. Uns braucht diese Schwierigkeit aber nicht aufzuhalten, wenn wir Resultate über „geordnete“ Impulsfolgen gewinnen wollen. Wir dürfen dann das Medium als ein Kontinuum behandeln und sein Dispersionsgesetz, das uns in dem Bereich der Wärmestrahlung oder wenigstens in einem Teile desselben gegeben ist, über diesen hinaus so fortsetzen, wie es uns am bequemsten scheint; die Willkür, welche wir hierbei in die Überlegungen einführen, wird sich zwar in den Resultaten, die sich auf den einzelnen Impuls beziehen, bemerkbar machen, aber sie muß wieder fortfallen, wenn wir vom Impuls auf die „geordnete“ Impulsfolge schließen. Denn bei dieser spielen nur solche Wellenlängen eine Rolle, für welche unser Verfahren gerechtfertigt ist. Für das Verhalten der Röntgenstrahlen in der Materie können unsere Ergebnisse freilich keine Gültigkeit beanspruchen.

Nach diesen Vorbereitungen gehen wir nun zunächst zu der von SCHUSTER beantworteten Frage über, wie die spektrale Zerlegung des Lichtes beim Übergange aus einem dispergierenden Medium in ein nicht dispergierendes zustande kommt. Wir wollen also annehmen, daß die Lichtwelle unter dem Einfallswinkel Null aus dem Vakuum in das Prisma hineingelangt ist. Dazu ist zuerst die Vorfrage zu entscheiden: Wie pflanzt sich eine Lichtwelle im dispergierenden Mittel fort?

Die Fortpflanzungsrichtung soll die x-Achse sein, und es soll n den Brechungsindex des Mediums, c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum bedeuten. In der Ebene $x = 0$, welche mit der einen Begrenzung des Prismas zusammenfallen möge, ist der Schwingungsvorgang durch die Form der einfallenden Welle bestimmt; wir stellen ihn durch das Integral

$$f(t) = \int d\nu\, C_\nu \cos(\nu t - \vartheta_\nu) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

dar. ν ist dann die Frequenz der Partialschwingungen. In einer anderen Ebene $x = const$ ist dann der Schwingungsvorgang bestimmt durch das Integral

$$\varphi(t,x) = \int d\nu\, C_\nu \cos\left[\nu\left(t - \frac{xn}{c}\right) - \vartheta_\nu\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

Wie nun auch das Dispersionsgesetz lauten mag, jedenfalls können

wir in einem hinreichend eng begrenzten Spektralbereich das Produkt $n\nu$ als lineare Funktion von ν betrachten, d. h.

$$\frac{n\nu}{c} = v + \frac{\nu}{u} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 7)$$

setzen, wo v und u Konstante sind. Da durch Differentiation aus 7) hervorgeht

$$u = \frac{c}{\frac{d(n\nu)}{d\nu}} = \frac{c}{n + \nu\frac{dn}{d\nu}},$$

so ist u die Gruppengeschwindigkeit. Nehmen wir nun an, daß in den Integralen 5) und 6) nur solche Partialschwingungen eine Rolle spielen, welche diesem Spektralbereich angehören, so kann man in 6) $n\nu$ durch den angegebenen Ausdruck ersetzen und findet nach leichten Umformungen

$$\varphi(t, x) = \cos(v x) f\left(t - \frac{x}{u}\right) + \sin(v x) g\left(t - \frac{x}{u}\right), \qquad 8)$$

wobei die Funktion g definiert ist durch die Gleichung

$$g(t) = \int d\nu\, C_\nu \sin(\nu t - \vartheta_\nu).$$

Die Funktionen $f\left(t - \frac{x}{u}\right)$ und $g\left(t - \frac{x}{u}\right)$ stellen zwei Wellen dar, welche ohne Formänderung mit Gruppengeschwindigkeit fortschreiten. Sie superponieren sich, aber je nach dem Ort überwiegt bald die eine, bald die andere, je nachdem $\cos(v x)$ oder $\sin(v x)$ größer ist. Die Form der Welle $\varphi(t, x)$ ändert sich also periodisch.

Dies gilt zunächst nur für den begrenzten Spektralbereich, in dem die Gleichung 7) eine brauchbare Näherung darstellt. Beschäftigen wir uns aber nur mit Strahlungsvorgängen, die ihm angehören, so können wir von unserem Recht Gebrauch machen, das Dispersionsgesetz über ihn hinaus beliebig festzusetzen; das Zweckmäßigste ist, die Gleichung 7) als allgemein gültig anzusehen. Dann gilt das soeben Abgeleitete für jede Wellenform, unter anderem für die ebene Impulswelle. Schuster gibt Figuren an, welche die periodische Formänderung einer solchen darstellen[1]). Wir reproduzieren hier die eine von ihnen, bei

[1]) Boltzmann-Festschrift, S. 572 und 574.

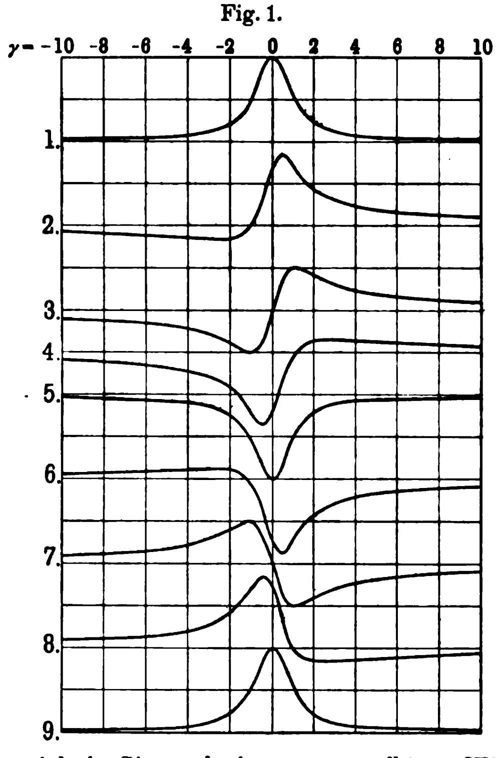
welcher die ursprüngliche Form des Impulses durch die Gleichung

$$y = \frac{4}{\gamma^2 + 1}$$

gegeben ist.

Der entscheidende Punkt in unserer Theorie ist nun zu erklären, wie die periodische Formänderung des Impulses dazu

Fig. 1.



führt, daß er sich in Sinusschwingungen auflöst. Wir betrachten zu diesem Zweck zunächst nur den einen der in 8) auftretenden Summanden, etwa $\cos(vx) f\left(t - \frac{x}{u}\right)$. Er stellt einen Impuls dar, welcher ohne Formänderung, aber mit sinusförmig wechselnder Stärke fortschreitet. In den Ebenen $x = \frac{2h\pi}{v}$ $(h = 0, 1, 2 \ldots)$ erreicht er zu den Zeiten $t = \frac{2h\pi}{uv}$ seine ursprüngliche Stärke.

Diese Ebenen schneiden die Grenzfläche AB des Prismas in den Linien, welche durch $A, A_1 \ldots A_h \ldots$ in den Figuren angedeutet sind. Auch diese Grenzfläche wird also von einem an Stärke sinusförmig wechselnden Impuls durchlaufen, und es ist nach dem HUYGENSschen Prinzip einleuchtend, daß dies in einem unendlich fernen Punkt P ebenfalls eine Sinusschwingung hervorrufen muß. Ihre Frequenz wollen wir jetzt berechnen.

Es sei α der brechende Winkel des Prismas, β der Brechungswinkel, unter dem ein nach P führender Strahl das Prisma verläßt. Der Abstand zweier Geraden A_h und A_{h+1} ist dann:

$$A_h A_{h+1} = \frac{2\pi}{v \sin\alpha}.$$

Fig. 2.

Die Periode der fraglichen Sinusschwingung ist gleich dem Zeitabstande, in welchem die Impulsmaxima nach P gelangen. Nun geht aus der Figur hervor, daß die Strecken $A_h P$ und $A_{h+1} P$ sich um

$$A_h A_{h+1} \sin\beta = \frac{2\pi}{v} \frac{\sin\beta}{\sin\alpha}$$

unterscheiden, die in der Zeit



$$\frac{2\pi}{vc} \frac{\sin\beta}{\sin\alpha}$$

vom Lichte zurückgelegt wird; andererseits geht der Impuls von A_{h+1} um die Zeit

$$\frac{2\pi}{vu}$$

später aus als von A_h; demnach ist die Periode der in P herrschenden Schwingung

$$\frac{2\pi}{v}\left(\frac{1}{c} \frac{\sin\beta}{\sin\alpha} - \frac{1}{u}\right).$$

Setzt man dies gleich $2\pi/\nu$, so folgt aus dem Dispersionsgesetz 7) das Brechungsgesetz

$$\frac{\sin\beta}{\sin\alpha} = n,$$

d. h. die Frequenz der in P stattfindenden Sinusschwingung berechnet sich nach unserer Theorie in der üblichen Weise aus dem SNELLIUSschen Gesetz und dem Dispersionsgesetz.

Diese Übereinstimmung zwischen der hier verwandten Methode und der analytischen Theorie bleibt auch bestehen, wenn wir nach dem Auflösungsvermögen des Primas fragen. Die Schwingung in P dauert nicht unendlich lange, sondern nur soviel Perioden, als Gerade A_h auf der Prismenfläche AB liegen, d. h. $\left|\frac{Dv}{2\pi}\right|$, wenn D die Prismendicke ist. Die allgemeine Theorie des spektroskopischen Auflösungsvermögens[1]) zeigt, daß das Auflösungsvermögen durch denselben Ausdruck gegeben ist. Nun ist nach 7) aber

$$v = -\frac{\nu^2}{c}\frac{dn}{d\nu},$$

also ist das Auflösungsvermögen des Prismas gleich

$$\left|\frac{\nu^2 \frac{dn}{d\nu} D}{2\pi c}\right|,$$

was mit dem bekannten RAYLEIGHschen Ausdruck dafür übereinstimmt, wenn man statt der Frequenz ν die Wellenlänge im Vakuum einführt.

Wir haben bisher nur die eine Hälfte des in Gleichung 8) auftretenden Ausdruckes diskutiert; aber die zweite Hälfte, $\sin(vx)g\left(t-\frac{x}{u}\right)$, gibt in P nichts anderes als eine Sinusschwingung von derselben Frequenz, die sich mit den von dem ersten Summanden herrührenden zu einer dritten zusammensetzt. Wir haben also jetzt erklärt, wie die spektrale Zerlegung des Impulses zustande kommt. Gehen wir nun zu der Impulsfolge über, welche eine Lichtwelle darstellt, die dem oben genannten Spektralbereich angehört, so heben sich alle die Sinusschwingungen auf, die außerhalb dieses Bereichs liegen, und mit ihnen verschwindet auch die Willkür, die wir einführten, als wir das Dispersionsgesetz 7) als allgemein gültig ansahen.

Das bisher Gesagte bezog sich auf die Zerlegung des Lichtes beim Austritt aus einem dispergierenden Mittel. Im folgenden wollen wir anschaulich machen, wie diese Zerlegung zustande

---

[1]) A. SCHUSTER, Phil. Mag. (5) 37, 509, 1894. M. LAUE, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1, 400, 1904.

kommt, wenn das Licht schräg aus dem Vakuum in einen dispergierenden Körper eintritt.

Trifft eine ebene Impulswelle unter dem Einfallwinkel α auf die Grenzfläche, so wird diese von dem Impuls mit der Geschwindigkeit $c/\sin\alpha$ durchlaufen. Die Frage, was für ein Vorgang dadurch im dispergierenden Mittel veranlaßt wird, beantwortet Lord RAYLEIGH mittels eines Vergleiches.

Die Oberfläche von Flüssigkeiten ist nämlich für die Gravitations- und Kapillarwellen, die auf ihr fortschreiten, ein dispergierendes Mittel. Gleitet ein Impuls über sie mit konstanter Geschwindigkeit hin — ein schwimmender Wasservogel oder ein fahrendes Schiff repräsentieren mit überraschender Annäherung einen solchen — so folgt ihm ein System sogenannter Schiffswellen[1]). Es ist natürlich symmetrisch zu der Richtung, in welcher der Impuls fortschreitet, und stationär für einen mit dem Impuls bewegten Beobachter. Herrschte in der Prismensubstanz dasselbe Dispersionsgesetz wie auf der Wasseroberfläche, so wäre der die Grenzfläche durchlaufende Impuls von einem Wellensystem in ihr begleitet, welches die eine Hälfte dieses Schiffswellensystems ist.

Wie hängt dies nun mit der Auflösung des Impulses in Sinusschwingungen zusammen? Zur Beantwortung müssen wir ein wenig auf die Theorie der Schiffswellen eingehen. Ein jedes Wellensystem läßt sich auf eindeutige Weise als Überlagerung ebener Wellen auffassen, deren Wellennormalen im allgemeinen alle möglichen Richtungen haben. Dies geht aus dem FOURIERschen Satz für Funktionen mehrerer unabhängiger Veränderlichen hervor. Das Schiffswellensystem ist zum Impuls stationär, die ebenen Wellen, die es zusammensetzten, also auch. Nun haben wir schon in der Einleitung erwähnt, daß die einem Impuls stationär folgende ebene Welle eine Sinuswelle ist, deren Wellenlänge sich aus dem Dispersionsgesetz durch die Forderung bestimmt, daß ihre Phasengeschwindigkeit mit der Geschwindigkeit des Impulses in Richtung ihrer Normalen übereinstimmen muß. Bildet die Wellenebene mit der Richtung, in der der Impuls fortschreitet, den Winkel β, so ist diese Komponente gleich

[1]) Siehe bei H. LAMB, Hydrodynamics (Cambridge 1895), die Figuren auf S. 402 und 403.

$c \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}$, da ja die ganze Geschwindigkeit des Impulses $c/\sin \alpha$ ist. Das Schiffswellensystem, das die Impulswelle beim Auftreffen auf die Grenze hervorruft, besteht also aus ebenen Sinuswellen, deren Wellenlänge so von der Richtung abhängt, daß die Phasengeschwindigkeit gleich $c \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}$ ist. Bedenkt man nun, daß α der allen diesen Sinusschwingungen gemeinsame Einfallswinkel, β aber der Brechungswinkel ist, so erkennt man hier wiederum die volle Übereinstimmung mit dem Ergebnis der üblichen analytischen Theorie.

Von dem Dispersionsgesetz der Wasseroberfläche haben wir dabei keinen Gebrauch gemacht. Es ist durchaus plausibel und wird durch Vergleich mit der analytischen Theorie bewiesen, daß auch in anderen dispergierenden Medien die einem Impuls folgende ebene Welle eine Sinuswelle ist, deren Wellenlänge sich aus der Forderung der Stationärität ergibt. Der Zusammenhang zwischen Wellenlänge und Richtung der Wellennormalen ist dann freilich dem anderen Dispersionsgesetz entsprechend ein anderer, und die Frage nach dem durch Superposition entstehenden Wellensystem machte in jedem Falle eine besondere Untersuchung nötig.

Man sieht schon hieraus, welche Schwierigkeiten sich der allgemeinen Durchführung unserer Theorie in den Weg stellen würden. Es kann deswegen auch nicht der Zweck dieser Untersuchungen sein, die analytische Theorie zu ersetzen. Ihr Wert liegt vielmehr darin, daß sie zeigen, auf welche Weise die Natur die harmonische Analyse realisiert, welche wir logisch vollziehen, wenn wir die Schwingung durch ein FOURIERsches Integral darstellen. Die beiden Tatsachen, auf welchen dieser Vorgang beruht, sind, um das Gesagte noch einmal zusammenzufassen, erstens die periodische Formänderung, die eine Wellengruppe im dispergierenden Mittel erleidet, und zweitens, daß die einem Impuls stationär folgende ebene Welle Sinusform hat. Die Periodizität, welche in diesen Tatsachen zutage tritt, ist auch der alleinige Grund für die Periodizität, die wir an dem durch spektrale Zerlegung entstehenden homogenen Licht wahrnehmen. Diese ist deshalb keineswegs das Anzeichen für irgend welche besondere Beschaffenheit des unzerlegten, nicht homogenen Lichtes.

☛ Diesem Hefte sind beigegeben: Ein Prospekt der Verlagshandlung von **Ferdinand Enke** in **Stuttgart,** betreffend ***Thomsen,*** **Systematische Durchführung thermochemischer Untersuchungen** usw. — Ein Prospekt der Verlagshandlung von **B. G. Teubner** in **Leipzig,** betr. ***Thomson,*** **Elektrizitäts-Durchgang in Gasen.**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 15. Juni 1906. | Nr. 11.

Sitzung vom 1. Juni 1906.

Vorsitzender: Herr P. DRUDE, später Herr H. RUBENS.

Der Elektrotechnische Verein hat die Gesellschaft aufgefordert, zur Vorberatung über die Einführung einheitlicher Formelzeichen zwei Vertreter zu bestimmen. Als solche werden die Herren **Fr. Neesen** und **Max Wien** gewählt.

Sodann spricht Hr. **F. Kurlbaum** über die

Temperatur nicht leuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen

(nach gemeinsam mit Hrn. **Günther Schulze** ausgeführten Versuchen).

Ferner berichtet Hr. **J. Franck**:

Über die Beweglichkeit der Ladungsträger der Spitzenentladung.

Endlich legt Hr. **H. Diesselhorst** eine Mitteilung von Hrn. U. **Behn** vor:

Über ein Dilatometerprinzip für Projektion.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. PAUL HERTZ, Berlin NW., Kronprinzenufer 21.

(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Eine Methode zur Bestimmung der Temperatur und der Wärmeleitfähigkeit des positiven Glimmlichtes;

von J. E. Lilienfeld.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 18. Mai 1906.)

(Vgl. oben S. 169.)

Die vorliegenden experimentellen Untersuchungen verfolgen den Zweck, die Wärmeleitfähigkeit eines den elektrischen Strom gut leitenden, also weitgehend ionisierten Gases zu untersuchen. Es war den vorherrschenden, die elektrische Leitfähigkeit des Gases auf einen Dissoziationsvorgang zurückführenden Anschauungen zufolge zu erwarten, daß die Wärmeleitung in einem solchen Gase größer ist, als die in demselben Gase bei der nämlichen Temperatur und Verteilung des Wärmegefälles ohne Entladung.

Und zwar wäre dann vorauszusehen, daß erstens die Vergrößerung der Anzahl der Moleküle (bzw. Ionen und Elektronen) die Steigerung der Wärmeleitfähigkeit bedingen würde, also die Anzahl der im Falle des statischen Gleichgewichtes sich nicht rückvereinigenden, dissoziierten Moleküle. Zweitens aber müßte der elektrische Dissoziationsvorgang als solcher, also die Anzahl der sich pro Zeiteinheit umsetzenden Moleküle, einen sehr wesentlichen Beitrag zur Steigerung der Wärmeleitfähigkeit liefern, analog der chemischen Dissoziation von N_2O_4 etwa[1]). Umgekehrt würde die genaue Kenntnis der Wärmeleitfähigkeit einen Einblick in die zuletzt erwähnte Anzahl der Moleküle liefern, deren Studium anderen Methoden wohl kaum zugänglich erscheint.

Wenn nun auch von einer bestimmten Verteilung des Wärmegefälles bei Gasen unter niedrigem Druck nicht ohne weiteres

---

1) Magnanini und Malagnini, Cim. (4) 6, 352, 1897. Dieses ist als bloße Analogie und nicht etwa so aufzufassen, als ob die Begriffe der chemischen Dissoziation ohne weiteres in das Gebiet der elektrischen Dissoziation zu übertragen wären.

gesprochen werden kann, und die vorläufig hier zur Mitteilung gelangenden Versuche gerade in diesem Punkte noch an Klarheit zu wünschen übrig lassen, so werden durch dieselben doch Methoden festgelegt, welche sehr wohl geeignet sind, auf die angedeutete Fragestellung eine bedeutend vollständigere Antwort zu liefern, als die in den folgenden Ergebnissen enthaltene. Die Veröffentlichung der Resultate erfolgt denn auch hauptsächlich deshalb, weil die Untersuchungen für einige Zeit unterbrochen werden müssen.

Als weitgehend ionisiertes Gas wurde das positive Glimmlicht einer durch hochgespannten Gleichstrom hervorgerufenen Gasentladung benutzt.

Besonderes Gewicht wurde darauf gelegt, den Einfluß der Elektroden von der Umgebung der Stelle, an welcher die Untersuchung angestellt wurde, nach Möglichkeit auszuschließen, selbst bei vorgeschrittenem Vakuum, in dem die Erscheinung an der Kathode in den gewöhnlichen Entladungsröhren bei weitem den größeren Teil des gesamten Raumes ausfüllt. Zugleich handelte es sich darum, eine möglichst konstante Entladung zu erzielen, und ich machte die Erfahrung, daß eine möglichst ausgedehnte Oberfläche der Elektroden für diesen Zweck von großer Bedeutung ist. Diese beiden Gesichtspunkte, verbunden mit dem dritten, die Richtung des Entladungsstromes stets umkehren event. auch einen Wechselstrom benutzen zu können, ergab die in Fig. 1 angedeutete Form der Entladungsröhre.

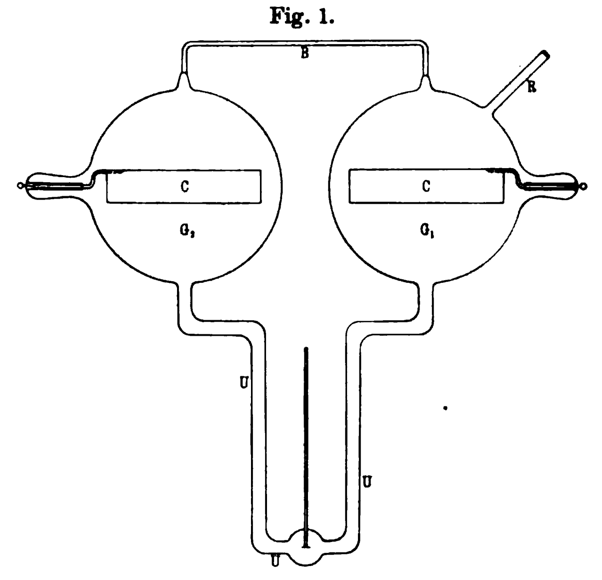
Zwei kugelförmige Glasbälle von 17 cm Durchmesser enthalten in ihrem Innern diametral angebrachte Aluminiumelektroden C, welche aus einem Rohre von 30 mm lichter Weite und 0,6 mm Wandstärke hergestellt sind. Die Länge der Elektroden beträgt 120 mm, sie werden von einem starken in der angedeuteten Weise gebogenen Aluminiumstiele getragen. Die eine der Glaskugeln G_1 steht vermittelst des Rohres R mit der Quecksilberluftpumpe und den weiteren Teilen des Vakuums, durch das U-förmige 13 mm weite Rohr U jedoch mit der zweiten Glaskugel G_2 in Verbindung.

Der aus einem massiven Glasstabe bestehende Bügel B dient lediglich dazu, der Konstruktion eine genügende Festigkeit zu verleihen. An dem untersten Teile des Rohres U können, wie

aus der Figur ersichtlich, die der eigentlichen Untersuchung dienenden Apparate (Bolometer, Thermoelemente usw.) angeschmolzen und so mit dem positiven Glimmlicht in Berührung gebracht werden, während *U* in ein mit Eis und Wasser gefülltes Gefäß eingetaucht und so seine Oberfläche auf konstanter Temperatur erhalten wird.

Die erwähnten weiteren Teile des Vakuums bestehen aus einer NEESENschen (automatischen) Quecksilberluftpumpe in der Ausführung der Firma R. BURGER & Co., einem Macleodmanometer

Fig. 1.



und einem aus vier großen Glaskugeln bestehenden Volum von etwa 30 Liter Inhalt, um den Druck während der Versuche möglichst konstant zu halten, so, daß das gesamte Vakuum nahe an 40 Liter faßt. — An geeigneten Stellen sind Trockengefäße mit Phosphorpentoxyd angeschlossen.

Der Entladungsstrom wird von zwei hintereinander geschalteten Gleichstrommaschinen der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke geliefert. Die Maschinen werden von einem Elektromotor (als Stromquelle dient die Institutsbatterie, event. auch die städtische Zentrale) angetrieben und sie geben eine hinreichend konstante Spannung von je 5000 Volt. Es war mit den beschriebenen Apparaten ein

Leichtes, bei einer Stromstärke zwischen 15 bis 80 Milliampere (gemessen durch ein Präzisionsmilliamperemeter von SIEMENS & HALSKE) den Strom während einer Versuchsreihe bis auf 0,3 Milliampere genau konstant zu halten.

Das positive Glimmlicht war ein vollkommen homogenes ungeschichtetes Glimmlicht in allen hier zur Beschreibung gelangenden Versuchen.

Ich versuchte zunächst, die Methode der Abkühlungsgeschwindigkeiten zur Ermittelung der in Frage kommenden Wärmeleitung auszubilden, erhielt aber Resultate, die darauf hinwiesen, daß unter der Voraussetzung der Richtigkeit der von WOOD [1]) angegebenen und von mir mit einer ähnlichen Methode bestätigten Werte der Temperatur einer Gasentladung die Wärmeleitfähigkeit des Gases durch die Entladung bedeutend herabgesetzt wurde. Da dieses Resultat einer jeden Erwartung widersprach, und auch die Methode der Abkühlungsgeschwindigkeiten aus verschiedenen Gründen sich als ungeeignet erwies, wandte ich mich anderen Untersuchungen zu. Ich erwähne das obige nur deshalb, weil es auf das weiter gefundene Ergebnis hindeutet, daß nämlich ein Thermoelement oder ein noch so feiner Bolometerdraht auch nicht annähernd die Temperatur der Entladung annimmt.

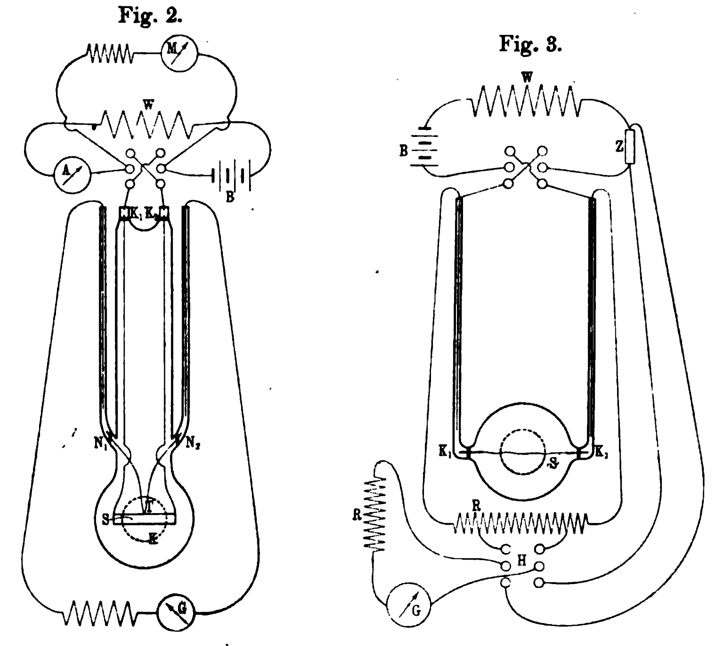
Die zu den eigentlichen Untersuchungen benutzten Methoden beruhen auf der Beobachtung des stationären Temperaturzustandes, welcher während der Zuführung einer bekannten Energiemenge von einem Streifen Platinblech angenommen wird, und zwar wird diese Energiemenge von dem Strome einer isoliert aufgestellten Akkumulatorenbatterie geliefert, und durch die Messung der Spannung an den Zuführungsklemmen des Bleches, sowie der Stärke des Heizstromes bestimmt, während die Temperatur bei einer (Fig. 2) der beiden zu beschreibenden Anordnungen durch ein LE CHATELIERsches Thermoelement, bei der zweiten (Fig. 3) durch Widerstandsmessung an dem erhitzten Platinstreifen selbst festgestellt wird.

In der Fig. 2 ist S ein 3 mm breiter, 20 mm langer Streifen aus 0,05 mm dickem iridiumhaltigem Platinblech, in dessen Mitte die Schweißstelle T des Thermoelementes angeschweißt ist. Die

[1]) WOOD, Wied. Ann. 59, 238, 1896.

0,1 mm dicken Drähte des Thermoelementes enden in den Quecksilbernäpfen N_1 N_2 und sind an der Stelle, wo sie das Vakuum verlassen, luftdicht in das Glas eingeschmolzen, während die Näpfe N_1 und N_2 durch lange Ansatzröhren vor der Berührung mit dem Eiswasser geschützt sind. Die den Thermostrom zum Spiegelgalvanometer *G* (einem Desprez-d'Arsonval-Instrument von Keiser & Schmidt) zuleitenden Kupferdrähte tauchen in das Quecksilber in N_1 N_2, so, daß diese Quecksilberkontakte die Rolle

Fig. 2. Fig. 3.



der auf 0° zu haltenden Lötstellen versehen. Das Platinblech *S* ist an beiden Enden an kurze Platindrähte von 0,5 mm Dicke angeschweißt, welche an längere Kupferdrähte angeschmolzen sind, an deren anderem Ende sich wieder kurze Platindrähte befinden. Diese führen zu den Quecksilberkontakten K_1 K_2, durch welche der von drei hintereinander geschalteten Akkumulatoren *B* gelieferte Heizstrom über ein Präzisionsamperemeter *A* und den Widerstand *W* ins Blech eintritt, während die Spannung zwischen K_1 und K_2 von einem Torsionsgalvanometer *M* von Siemens & Halske angegeben wird. Der Platinblechstreifen ist

von einer 34 mm im Durchmesser weiten dünnwandigen Glaskugel umgeben, welche parallel zur Zeichnungsebene liegende durch den punktierten Kreis angedeutete, etwa 15 mm weite Öffnungen besitzt. Diese letzteren werden, wie bereits früher angedeutet wurde, an *U* (Fig. 1) angeschmolzen und lassen so die Gasentladung in die kleine Kugel eintreten und das Platinblech umspülen.

Die zweite der erwähnten Vorrichtungen (Fig. 3) besteht einfach in einem Platinstreifen aus dem „absolut reinen Platin" von HERÄUS in Hanau, von 23 mm Länge, 3,5 mm Breite und 0,005 mm Dicke, der an den Enden an 0,8 mm dicke Platindrähte angeschweißt ist. Diese führen zu den Quecksilberkontakten $K_1 K_2$, während der Platinstreifen selbst in einer ähnlich wie in der ersten Anordnung ausgestalteten Glaskugel sich befindet und diesmal seiner Breite nach dem Potentialgefälle im Glimmlicht parallel liegt. Hier wird sowohl die Stromstärke als auch die Klemmenspannung an $K_1 K_2$ durch das Spiegelgalvanometer *G* angegeben, welches vermittelst der Wippe *H* einmal in den Stromkreis selbst parallel zu dem Nebenschlusse *Z*, in der zweiten Stellung der Wippe aber parallel zu dem Bleche *S* angeschlossen wird, beide Male unter Benutzung von geeigneten Vorschalt- bzw. Abzweigungswiderständen *R*, die aus der Figur ohne weiteres ersichtlich sind. Das Produkt der beiden Ablesungen gibt dann eine der zugeführten Energiemenge proportionale Größe, während ihr Quotient angenähert den Widerstand des Bleches liefert, jedenfalls aber eine Funktion des Widerstandes ist.

Der Unterschied der beiden Einrichtungen ist im wesentlichen darin zu sehen, daß die Angaben des Thermoelementes die Werte der Temperatur in der Achse des Rohres liefern, während die Widerstandsmessung von dem Mittelwerte der Temperatur im ganzen Querschnitt beeinflußt wird.

Die Reihenfolge der Messung ist in beiden Fällen eine ähnliche. Es wird zunächst für einen bestimmten Gasdruck der Zusammenhang zwischen den dem Platinblech zugeführten Energiemengen und den Angaben des Thermoelementes bzw. dem Widerstande des Bleches festgelegt und zwar von 0° bis zu einer hellen Rotglut des Bleches. Dann wird dieselbe Bestimmung nochmals wiederholt, so aber, daß, nachdem ein Punkt der er-

wähnten Kurve notiert ist, die Gasentladung eingeleitet wird, und die nunmehr für den stationären Zustand geltenden Größen beobachtet werden. Auf die Weise kann eine während der Entladung etwa auftretende Störung im ursprünglichen Gaszustande durch den Vergleich mit der zuerst aufgenommenen Kurve beobachtet und entfernt werden. Übrigens kamen solche Störungen bei der beschriebenen Anordnung kaum vor, da die Entladung stets hinreichend konstant war.

Bei den Versuchen war es von hervorragender Wichtigkeit, auf eine sorgfältige Isolation aller mit dem Platinblech verbundenen Apparate und Akkumulatorzellen zu achten, da die geringste Nachlässigkeit in dieser Beziehung den Eintritt einer Entladung in das Gas hinein an der Platinoberfläche zur Folge hat, und diese dadurch erhitzt wird. Infolgedessen wurden alle die genannten Instrumente, sowie auch das Gefäß mit der U umgebenden Eismischung auf mit Schellack überzogenen Glasplatten und Paraffinplatten aufgestellt und die Kontakte der großen Zylinderelektroden durch Abspritzen des umgebenden Glases mit siedendem destilliertem Wasser und einen Schellacküberzug vor der Elektrizitätsleitung längs der Glasoberfläche nach den Blechkontakten geschützt.

Nur so gelang es, die Galvanometerausschläge unabhängig davon zu machen, ob das Glimmlicht in der Umgebung des Heizbleches annähernd das Erdpotential hatte (bei geerdeter Anode), oder aber mehrere 1000 Volt davon abwich (geerdete Kathode).

Eine mit der obigen verwandte, aber unvermeidliche Fehlerquelle liegt in der Entladung der Klemmspannung (die bei höchstens 5 Ampere Entladungsstrom maximal 2,5 Volt betrug) des Bleches durch das leitende Gas (event. nach den Elektroden zu) und der damit zusammenhängenden stärkeren Erwärmung des Bleches. Wenn auch der Verlauf der Kurven bei einer niedrigen Temperatur des Bleches eine derartige Trübung nicht erkennen läßt, scheint der erwähnte Einfluß bei Rotglut des Bleches eine große Rolle zu spielen, so daß fürs folgende nur der in niedrigerer Temperatur verlaufende Teil der Beobachtungen zur Diskussion gelangen wird.

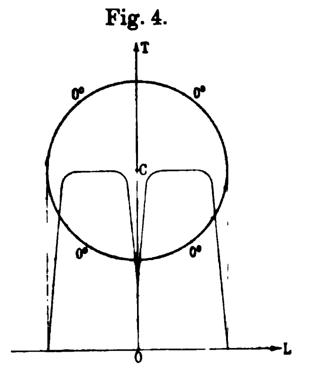
Schließlich sei noch über die Gültigkeit der Temperaturangaben bemerkt, daß das Thermoelement die Befestigungsstelle

am Bleche abkühlt, was bei Rotglut des Bleches sichtbar ist — daß also seine Angaben jedenfalls zu niedrig ausfallen, ebenso sind in der zweiten Vorrichtung die Teile des Blechstreifens an ihren Enden bedeutend kühler als die Umgebung der Mitte — und man erhält hier nur durch Vergleich mit dem Thermoelement einigen Anhalt über die Temperaturwerte.

Im allgemeinen ist aber der Verlauf der Temperatur wohl ähnlich demjenigen der elektromotorischen Kraft im ersten, dem des Widerstandes im zweiten Falle anzunehmen. Dieser Verlauf schien mir interessant genug, um einige Aufmerksamkeit beanspruchen zu können, besonders, da eine Methode, bei welcher die genannten Fehler vermieden werden könnten, in der Ausführung bedeutende Schwierigkeiten macht.

Bevor ich nun die Resultate der Beobachtungen mitteile, will ich Einiges über die Verhältnisse im allgemeinen sagen, welche zu erwarten sind, wenn ein durch elektrischen Strom geheizter Körper in das positive Glimmlicht taucht.

Fig. 4.



Es sei C der erwähnte Körper, der Kreis K bedeute die auf 0° gehaltene Glashülle. Während der Gasentladung wäre dann, falls zunächst C nicht geheizt wird, im allgemeinen ein durch die eingezeichnete Kurve angedeuteter Verlauf der Temperatur im Gase maßgebend [1]). Dabei ist das Koordinatensystem in die Ebene des gezeichneten Schnittes gelegt, die Abszissen geben dann die der Abszissenachse parallel gemessenen Entfernungen der auf der Abszisse von C liegenden Punkte in diesem Schnitte, die Ordinaten die den betreffenden Punkten zukommenden Temperaturen an. Dabei wird das Minimum bei C durch die Abkühlung des Gases infolge der Leitung und Strahlung von C und der damit verbundenen Zu-

[1]) Der angegebene Verlauf setzt allerdings voraus, daß die Dichte des elektrischen Stromes im Querschnitt eines von der Entladung durchströmten Rohres durchweg konstant ist. Diese Annahme, die von allen Autoren implicite bisher gemacht wurde, ist nun sicher nicht stichhaltig — der Gang der Überlegung bleibt davon jedoch unberührt.

leitungsdrähte hervorgerufen. Nach WOOD (l. c.) wird dieses Minimum verschwindend klein, wenn *C* aus feinem Platindraht (0,03 mm Durchmesser) besteht.

Nehmen wir für einen Augenblick aber an, der Knick mit dem Minimum sei nicht zu vernachlässigen, und führen *C* eine bestimmte Wärmemenge vermittelst des Heizstromes zu, so wird die Temperatur von *C* steigen, bis der Knick sich ausgeglichen hat. Dabei wird die Zunahme der Temperatur pro Energieeinheit $\left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_E$ größer sein, als die bei derselben Temperatur ohne Entladung, also ohne Erwärmung des Gases pro Energieeinheit zu erwartende Temperaturzunahme des Bleches, $\left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_G$ bei dem nämlichen Gasdrucke. Im Augenblick, wo das Minimum bei *C* ausgeglichen wird, hat das Gas die Temperatur des Bleches, es wird also vom Gase zu dem Bleche im stationären Zustande Energie weder zu- noch abgeführt.

Dieser Fall tritt ebenfalls im vollständigen Vakuum ein. Mit anderen Worten: die im erwähnten Zustande vom Heizstrom dem Blech zugeführte Energie muß gleich sein derjenigen Energie, welche nötig ist, um im absoluten Vakuum das Blech auf der nämlichen Temperatur zu erhalten — auch hier wird die gesamte Energie lediglich durch Strahlung und metallische Wärmeleitung dem Bleche entzogen. Im ersten Falle fällt nämlich die Wärmeleitung im Gase durch die Abwesenheit eines Temperaturgefälles, im zweiten durch die vollständige Entfernung des Gases fort. — Es wird dabei oben vorausgesetzt, daß die Strahlung von dem Blech nach der Hülle konstanter Temperatur in der Gasentladung ein vollkommen durchlässiges Medium findet.

Wird nun die dem Blech stationär zugeführte Energie über den charakterisierten Zustand weiter erhöht, so wird eine weitere Temperatursteigerung des Metalles stattfinden, je nachdem aber die Wärmeleitung des elektrisch erregten Gases gleich, größer oder kleiner ist, als die bei derselben Temperatur geltende Leitung im elektrisch nicht erregten Gase, wird [1])

---

[1]) Dieses gilt nur, wenn die Änderung der Wärmeleitung im Gase mit der Temperatur vernachlässigt werden darf. Aus den experimentellen Untersuchungen wird erhellen, daß eine derartige Vernachlässigung hier berechtigt ist.

$$\left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_E = \left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_G, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_E < \left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_G \quad \text{oder} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_E > \left(\frac{\partial T}{\partial W}\right)_G.$$

Nimmt man an, daß der zweite der erwähnten Fälle gilt, daß also das ionisierte Gas besser leitet als das nicht ionisierte bei derselben Temperatur, so stellt sich die Sache graphisch wie folgt dar (Fig. 5): Die ausgezogene Kurve gebe den Zusammenhang zwischen Energie und Temperatur im Vakuum, die gestrichelte denselben Zusammenhang im Gase, die strichpunktierte im Gase bei demselben Druck, aber mit elektrischer Entladung an. C entspricht dann dem Zustande, wo nach der vorausgehenden Auseinandersetzung das Minimum der Fig. 4 eben ausgeglichen wird. Man ersieht aus der Figur auch, daß die parallel zur Abszissenachse gemessene Entfernung der gestrichelten und strichpunktierten Kurven in der Umgebung von C **ein Maximum** erreicht.

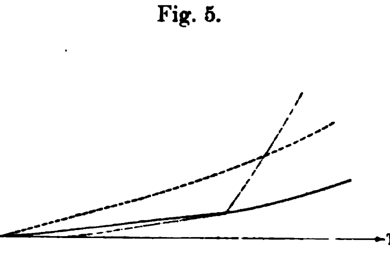


Fig. 5.

Tabelle 1.

Kurven der Fig. 6, aufgenommen mit dem Apparat Fig. 2. Sauerstoff bei 0,12 mm Hg-Druck.

16,5 Milliampere			33 Milliampere			52 Milliampere			92 Milliampere		
T_E	T_G	$T_E - T_G$	T_E	T_G	$T_E - T_G$	T_E	T_G	$T_E - T_G$	T_E	T_G	$T_E - T_G$
10,4°	0°	10,4°	15,4°	0°	15,4°	22°	0°	22°	37°	0°	37°
95	84	11	55	41	14	60	34	26	83	42	41
175	155	20	135	100	35	145	95	50	140	88	52
247	227	20	200	160	40	240	192	58	252	184	67
347	332	15	292	253	39	350	296	46	430	373	57
472	462	10	350	319	31	432	394	38	495	443	52
614	619	5	425	398	27	599	574	25	623	582	41
660	664	4	527	507	20	770	727	13	682	676	36
890	893	3	595	578	17	875	871	7	772	747	25
			708	698	10						
			945	940	5						
Maximum von $T_E - T_G$ bei 165°			Maximum bei 165°			Maximum bei 170°			Maximum bei 215°		

Tabelle 2.

Kurven der Fig. 8, aufgenommen mit dem Apparat Fig. 3.

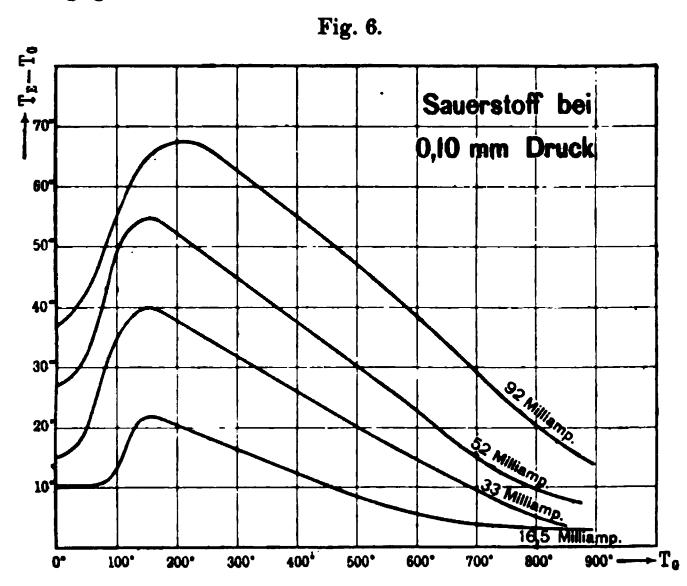
Absolutes Vakuum		Wasserstoff bei 0,12 mm Hg Druck.							
		0 Milliampere		27 Milliampere		41 Milliampere		64 Milliampere	
Energie	Widerstand	Energie	Widerstand	Energie	Widerstand	Energie	Widerstand	Energie	Widerstand
0,3	312	4	315	1,3	367	2	458	6	526
1,1	319	9	325	4	392	11	487	12	537
5	357	14	339	7	415	13	506	19	554
8	424	33	387	13	432	22	520	33	571
15	460	47	425	26	454	33	527	46	589
23	509	67	480	58	502	48	539	73	607
35	565	105	571	81	589	73	556	104	640
50	609	138	630	132	637	104	584		
102	709					123	605		
		Glimmlicht- temperatur bei Widerstand = 303		Glimmlicht- temperatur bei Widerstand = 424		Glimmlicht- temperatur bei Widerstand = 522		Glimmlicht- temperatur bei Widerstand = 566	

Nun fügen sich die tatsächlich beobachteten Kurven insgesamt diesem Schema. In Fig. 6 sind die mit dem Thermoelement in Sauerstoff bei 0,12 mm Druck aufgenommenen Größen (vgl. Tab. 1) aufgetragen. Die Abszissen dieser Kurven entsprechen der bei einer gewissen Energiezufuhr ohne Gasentladung erreichten Temperaturangabe des Thermoelementes, die Ordinaten den bei derselben Energiezufuhr in dem Glimmlicht erreichten Zunahmen ΔT dieser Temperatur. Die Kurven entsprechen demzufolge in ihren Ordinaten den parallel zur Abszissenachse gemessenen Abständen zwischen den gestrichelten und strichpunktierten Kurven der Fig. 5. In Fig. 7 sind die den Kurven von Fig. 5 entsprechenden Kurven in ähnlicher Bezeichnung aufgetragen, wobei als Abszissen an Stelle der Temperaturen die Widerstandszunahmen des Bleches der Anordnung von Fig. 3 aufgetragen sind, ebenfalls für Sauerstoff bei 0,12 mm Druck. In Fig. 8 schließlich (vgl. Tab. 2) ist der Verlauf der analogen Kurven in Wasserstoff, bei 0,12 mm Druck, dargestellt.

Für Stickstoff ist der Verlauf der Kurven wenig von demjenigen in Sauerstoff verschieden.

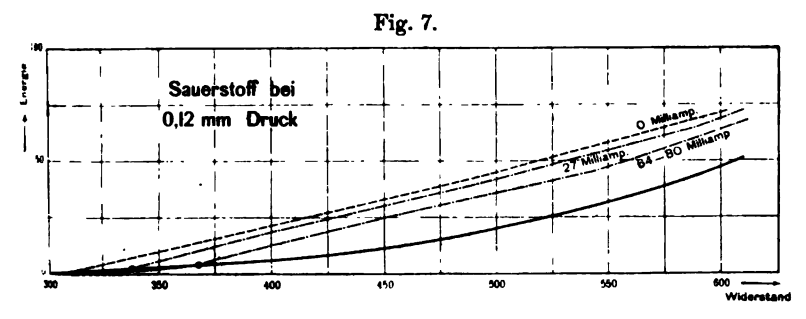
Vergleicht man die schematische Figur mit den tatsächlich gefundenen Resultaten, so fällt es zunächst auf, daß die für die Entladung geltenden Kurven nicht mit einer dem Sinne nach mit

Fig. 6.



den anderen Kurven übereinstimmenden geringen Krümmung verlaufen, sondern in ihrer Fortsetzung eine ausgesprochene, derjenigen der anderen Kurven entgegengesetzte Krümmung erleiden. Dieses hängt jedoch mit der schon erwähnten bei höherer Tem-

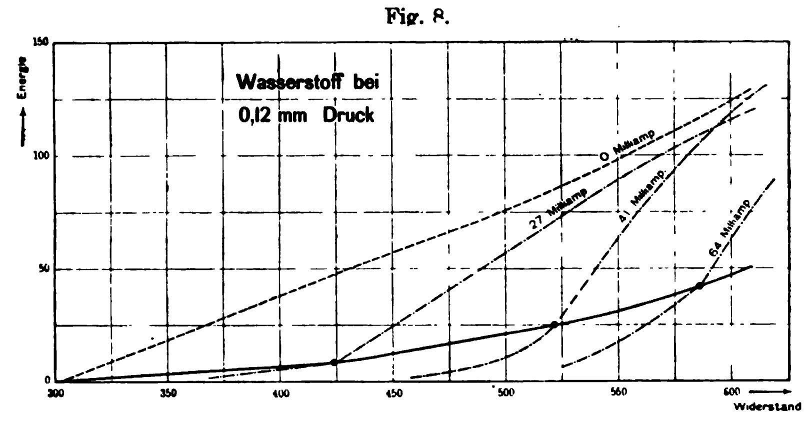
Fig. 7.



peratur des Bleches eintretenden sekundären Entladung vom glühenden Blech nach dem Gase hin zusammen. Den Fall, daß bei derselben Energiezufuhr zum Platinblech die Temperatur

desselben niedriger im Glimmlicht wird als ohne Entladung, habe ich denn auch bei niedrigerem (wegen der niedrigeren Temperatur des Glimmlichtes) Drucke (0,05 mm) in Wasserstoff deutlich beobachten können. Jedoch ist es mit den beschriebenen Anordnungen vorläufig nicht gelungen, die diesbezüglichen Kurven mit befriedigender Sicherheit aufzunehmen. Wie man aus den Figuren weiter ersieht, ist die Anordnung mit dem Thermoelement und die Art der Darstellung in Fig. 6 für das Studium des Sauerstoffs geeigneter, während für die höhere Temperatur der Wasserstoffentladung die Widerstandsmessung bessere Resultate ergab.

Fig. 8.



In bezug auf die Deutung der Temperaturen ist noch zu bemerken, daß die Temperaturangaben des Thermoelementes direkt auf Grund der Eichkurve aufgetragen wurden, wenn sie auch aus erwähnten Gründen niedriger als die der Durchschnittstemperatur des Bleches in der unmittelbaren Umgebung der Schweißstelle liegen, während die Beziehung des Widerstandes zur Temperatur im zweiten Apparate wegen des erwähnten Einflusses der Enden kaum anzugeben ist. Es kann nur gesagt werden, daß bei dem in beliebigen Einheiten ausgedrückten Widerstande die Temperatur der deutlichen Rotglut bei dem Widerstande = 600 lag.

Aus dem Verlauf der Kurven ergeben sich nun folgende Schlüsse:

1. Ein ins positive Glimmlicht hereingebrachtes Platinblech nimmt auch nicht in erster Annäherung die Temperatur des Gases an. Dieselbe ist vielmehr stets bedeutend höher als

diejenige des Metalles, und ergibt sich der vorausgehenden Auseinandersetzung zufolge als die Temperatur desjenigen Zustandes, in welchem bei gleich großer stationär zugeführter Energiemenge das Platinblech dieselbe Temperatur annimmt, welche es unter sonst gleichen Umständen im absoluten Vakuum annehmen würde. In der Tat sind die Temperaturen, welche in meiner Versuchsanordnung durch das Glimmlicht dem Metall erteilt werden, jedenfalls von der Größenordnung der von WOOD (l. c.) beobachteten, während die wie oben auf Grund des thermischen Gleichgewichtes bestimmten Temperaturen des Glimmlichtes tatsächlich bedeutend höher liegen.

2. Nimmt man als Maß der Wärmeleitung die Tangente des Winkels, welchen die Kurven in den Fig. 6 und 7 mit der für das absolute Vakuum geltenden Kurve bei gleicher Temperatur einschließen, so sieht man zunächst, daß die Wärmeleitung im Gase ohne Entladung mit der Steigerung der Temperatur des Bleches jedenfalls um Größen geändert wird, die gegen die hier in Betracht kommenden von dem Glimmlicht herrührenden Änderungen wohl vernachlässigt werden können, solange kein präziseres experimentelles Material vorliegt. Ferner folgt, daß die **Wärmeleitung** im positiven Glimmlicht stets besser als diejenige im Gase bei gleicher Temperatur der Außenwände und des Platinbleches, sowie gleichem Drucke ist. Allerdings ist in diesen beiden miteinander verglichenen Fällen das Wärmegefälle in der Umgebung des Platinbleches, und auf dieses Wärmegefälle kommt es wesentlich an, kaum gleich groß anzunehmen, — es wird voraussichtlich im Falle der Entladung geringer sein als im Gase allein.

3. Inwiefern aus obigem auf dieses Wärmegefälle sowie auf die Frage geschlossen werden kann, ob die **Wärmeleitfähigkeit** des Gases durch die elektrische Entladung gesteigert wird, könnte erst dann beurteilt werden, wenn festgestellt werden könnte, inwiefern der bei vorgeschrittenem Vakuum an den Grenzflächen des Gases stattfindende Temperatursprung [1]) durch die Entladung modifiziert wird. Würde sich jedoch, wie zu erwarten ist, ganz streng erweisen lassen, daß die Wärmeleitfähigkeit des Gases durch

[1]) E. GEHRCKE, Ann. d. Phys. (4) 2, 102, 1900.

den Durchgang der Entladung tatsächlich bedeutend gesteigert wird, so müßte durch die elektrische Dissoziation des Gases diesem Umstande Rechnung getragen werden, und in dem elektrisch erregten Gase wäre dann außer der von der Gastheorie berücksichtigten Wärmeleitung und Temperatur noch eine zweite anzunehmen, deren Mechanismus ähnlich dem der Wärmeleitung und Temperatur in Metallen wäre.

Die Wärmeleitung und mittlere Temperatur der Glimmentladung in Wasserstoff ist unter sonst gleichen Bedingungen bedeutend größer als diejenigen in Sauerstoff und Stickstoff.

Dieses hängt jedenfalls mit der abnormen Absorptionsfähigkeit des Wasserstoffs für weiche Kathodenstrahlen, sowie mit der sich sonst offenbarenden metallischen Natur dieses Elementes zusammen.

4. Aus meinen sonstigen Beobachtungen wäre noch hinzuzufügen, daß kleine Beimengungen, insbesondere von Wasserstoff zu Sauerstoff oder Stickstoff, von großem Einfluß auf die beschriebenen Erscheinungen sind [1]), sowie, daß in dem Gase kurze Zeit nach dem Durchgange der Entladung die Wärmeleitung besser ist, als im gewöhnlichen Zustande [2]).

Zum Schlusse sei mir gestattet, Herrn Prof. Dr. O. Wiener für das der Arbeit entgegengebrachte Interesse, sowie für die Gewährung reichlicher Hilfsmittel meinen aufrichtigen Dank auszusprechen.

Leipzig, Physik. Institut der Universität, den 3. Mai 1906.

---

[1]) Man muß dabei unwillkürlich an das analoge Verhalten des Wasserstoffs der Spektralanalyse gegenüber denken, wo geringe Spuren desselben meistens die Erscheinungen beträchtlich modifizieren.

[2]) Als fünfte, mit dem eigentlichen Gegenstand dieser Untersuchungen zunächst im indirekten Zusammenhang (vgl. die Bemerkung zu S. 190) stehende Folgerung ist die aus dem Vergleiche der Ergebnisse, insbesondere der Figg. 6 und 8 abzuleitende. Man ersieht aus denselben, daß die maximale Temperatur in der Achse der positiven Lichtsäule bei der Steigerung des Entladungsstromes bis zu einer gewissen Grenze konstant bleibt (Fig. 6), während die mittlere Temperatur (Fig. 8) in dem Querschnitt der Lichtsäule mit der Steigerung des Entladungsstromes gleichförmig wächst. Da aber die Temperaturzunahme jedenfalls durch die Zunahme der Stromdichte bedingt wird, so folgt: Die Stromdichte in der positiven Lichtsäule ist keine konstante, so lange der Strom unterhalb eines Grenzwertes bleibt. Sie ist am größten in der Achse der Lichtsäule. Bei der Steigerung des Entladungsstromes unterhalb des erwähnten Grenzwertes ändert sich die maximale Stromdichte nicht merklich, es wächst nur der von derselben eingenommene Querschnitt.

Man vergleiche damit das analoge Verhalten der Stromdichte in der ersten Kathodenschicht, sowie in der die Anode überziehenden Lichthaut.

Einige Bemerkungen über Flaschentöne; von K. von Wesendonk.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 4. Mai 1906.)
(Vgl. oben S. 159.)

Herr A. KREIS hat in seiner (Verfasser gütigst zur Verfügung gestellten) Rostocker Dissertation wertvolle Ergänzungen zu den so bemerkenswerten Untersuchungen des Herrn Prof. WACHSMUTH über Schneidetöne usw. geliefert. Auf S. 23 wird dabei auch einer kleinen Arbeit des Verfassers [1]) über das Tönen angeblasener Resonatoren gedacht und mit Recht bemerkt, daß nach diesen Beobachtungen die von Herrn HENSEN angenommene Erregung der Schwingungen nur durch innere Reibung unhaltbar erscheine. Der auf den gegenüber liegenden Rand der Flaschenmündung auftreffende, das Tönen erregende Luftstrom verhält sich, wie Herr KREIS nachweist, ganz ähnlich einer gegen eine Schneide getriebenen Luftlamelle, auch ohne Schneide können Lamellentöne beim Auftreffen auf Hindernisse entstehen. Verfasser hat denn auch schon in seiner Mitteilung (l. c., S. 390) bemerkt, die Verhältnisse seien ähnlich, wie bei den Lippenpfeifen, nur trete an Stelle der Wirkung des Schneidenlabiums eine (gleichsam) zerstäubende Luftlamelle infolge Auftreffens auf den gegenüberliegenden Rand. Es wird auf die Wichtigkeit weiterer kinematographischer oder dgl. Beobachtungen dieser Luftlamelle hingewiesen und bemerkt Verfasser, Drehspiegeluntersuchungen wiesen auf ein Ein- und Ausströmen der Luft hin (was auch von Herrn KREIS erwähnt wird). Insoweit befinden sich die Angaben des Herrn KREIS in guter Übereinstimmung mit den Ansichten, welche Verfasser sich seinerzeit gebildet. Hier sei es indessen gestattet, noch einen Punkt zu erwähnen, den Herr KREIS nicht näher in seiner Arbeit betrachtet, der aber doch wohl von einer gewissen Bedeutung erscheint. Nach Herrn WACHSMUTH [2]) ist nämlich der Ton einer

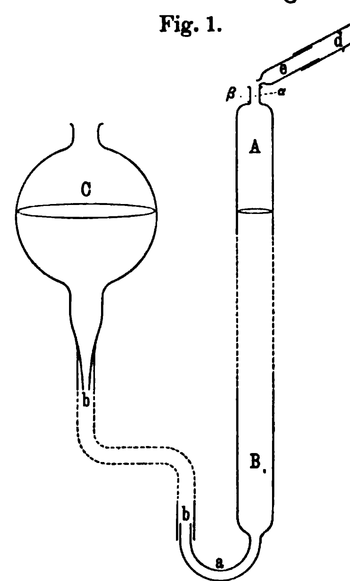
---

[1]) Einige Beobachtungen über Flaschentöne von K. VON WESENDONK, Naturw. Rundsch. 20, 389—391, 1905.

[2]) Vgl. A. KREIS, l. c., S. 7 und 8.

Lippenpfeife lediglich ein durch Resonanz verstärkter Schneideton, ein mit gleichem Druck in gleichem Abstande angeblasener Keil (Schneide) gibt mit oder ohne Pfeifenrohr denselben Ton. Dabei soll allerdings in begrenztem Umfange eine Verstimmung des Pfeifentones[1]) gegen den Schneideton eintreten können; Verfasser hat nun aber auf Umstände hingewiesen, die es fraglich erscheinen lassen, ob man noch berechtigt ist, von einem Resonanzverhältnis zu sprechen. Dabei verkennt Verfasser die Bedeutung der Resonanz durchaus nicht, wie Anm. 1, S. 389, l. c. zeigt, sie dürfte zur Erzielung eines Optimums für das Tönen von besonderer Wichtigkeit sein. Verfasser wies auf die Tonvariatoren[2]) hin, die bei gleichbleibendem Druck und konstanter Lage der Öffnung der Ausströmungsröhre über das Gebiet einer ganzen Oktave hin zum deutlichen Ertönen gebracht werden, ferner auf Versuche mit einer größeren Flasche, die allmählich von unten her mit Wasser gefüllt und wieder entleert werden konnte, womit man noch weiter reichte (etwa $1^1/_2$ Oktaven). Mit einer etwa 76 cm langen und außen 51 mm weiten dünnwandigen Glasröhre, an die oben ein etwa 3 cm langer Flaschenhals α angeblasen war, und die von unten, wie in Fig. 1 angedeutet, beliebig weit mit Wasser gefüllt und wieder entleert werden konnte, gelang es, zwei Oktaven zu erzielen (von etwa $f = 172{,}63$ Schwingungen bis zu $\bar{f}$ mit 690,52 Schwingungen). Ein starkes Trommelgebläse diente zur Erzeugung des Luftstromes, mehrere große Glasgefäße waren als Windkessel eingeschaltet. In dem letzten derselben, aus dem die Luft durch den Gummischlauch d, Fig. 1, der Aus-

Fig. 1.



[1]) Ann. d. Phys. (4) 14, 476, 1905.

[2]) Nach Angaben von Herrn STERN von der Firma MAX KOHL in Chemnitz konstruiert.

strömungsröhre *e* zufloß, herrschte bei den genannten Versuchen ein Druck von etwa 12 cm Wasser. Zu geringer Druck ist ungünstig für den Erfolg, dann tritt nur in der Gegend des Optimums lautes Tönen auf; die Richtung der Ausströmungsröhre und die Lage von deren Mündung war dabei etwa die in Fig. 1 angegebene. Waren die genannten Größen anders gewählt, so erreichte man auch noch gutes Tönen bei sehr verschiedenen Längen der Resonanzröhre, aber bei der Umgebung gewisser Stellungen des Wasserspiegels in der Resonanzröhre versagte der Ton, nur Reibungsgeräusch ließ sich vernehmen, höhere wie tiefere Einstellungen lieferten aber wieder gutes Tönen. Wird die Länge der Resonanzröhre bei fortgesetztem Sinken des Wasserspiegels größer und größer, so setzt mit einem Male neben dem Grundton ein bedeutend höherer Ton ein (Oberton), bei weiter zunehmender Länge sind beide eine Zeitlang zusammen hörbar. Es entsteht dann ein glockenartiger Klang, bald aber bleibt der hohe Ton allein übrig und tritt oftmals recht stark auf. Diese letzteren Angaben beziehen sich wieder, was nicht zu vergessen, auf die Resonanzröhre und die Stellung der Ausströmungsröhre, wie in Fig. 1, und den Druck von etwa 12 cm Wasser. Unter diesen Umständen erklang (also bei obengenannter Resonanzröhre, wie in Fig. 1) der Oberton, wenn man tiefer als *f* gehen wollte. Verschiebt man die Ausflußröhre, was, wie bereits in der früheren Arbeit erwähnt, nur in begrenztem Umfange geschehen kann, soll nicht die Tonbildung aufhören, so ändert sich dabei die Tonhöhe nur relativ wenig[1]), obwohl die Länge des Luftstrahles relativ viel variiert. Starke Änderungen in der

[1]) Es war z. B. der Wasserstand in der Glasröhre so, daß bei etwa 12 cm Wasserdruck und Stellung der Ausströmungsöffnung außerhalb der Mündung mit einer Länge des Luftstrahles von etwa 26 mm fast genau das temperierte *fis* eines Harmoniums ertönte (ein bis zwei Schwebungen in der Sekunde, mit *fis* = 365,73 Schwingungen). Schob man dann die Ausströmungsöffnung bis zur Mitte der Mündung, wobei die Strahlenlänge nur noch etwa 10 mm betrug, so erhöhte sich der Ton etwas, man vernahm zahlreiche, noch einzeln aber zu unterscheidende Stöße, erreichte aber g^1 = 387,54 Schwingungen noch lange nicht. Schaltete man neben der Glasröhre noch einen Sternschen Tonvariator ein, wobei aber nur ein kleinerer Wasserdruck erreichbar war, so zeigte die Einstellung des Variators auf unisono mit der Glasröhre bei ähnlichen Änderungen der Strahlenlänge eine Verschiebung der Tonhöhe von 338 bis 329 Schwingungen per Sekunde. Auch veränderte Neigung der Ausströmungsröhre gab keine starken Tonveränderungen.

Tonhöhe oder gar Sprünge, wie sie nach den Untersuchungen der Herren WACHSMUTH und KREIS zu erwarten gewesen wären[1]), traten nicht auf, was ebenfalls bereits früher erwähnt worden. Dabei ändert sich nun allerdings mit der Lage und Stellung der Ausströmungsröhre die Art des Auftreffens des Luftstrahles auf den Rand der Flaschenmündung, je länger der Strahl, um so weniger zentral ist im allgemeinen das Anprallen. Nach den Befunden des Herrn KREIS (l. c., S. 17/18) wäre aber auch dann eine starke bzw. sprungweise Tonänderung zu erwarten gewesen. Näherte man in dem in der Figur angegebenen Falle die Ausströmungsöffnung dem Rande mehr als etwa die Mitte der Mündung des Flaschenhalses, so trat allerdings bei geeigneter Richtung des Luftstrahles zum Teil neben dem Grundton, doch auch bei kürzerem Strahle allein, sehr deutlich ein schriller, pfeifender hoher Ton[2]) auf, die Luftlamelle ist dann anscheinend allerdings nicht mehr geeignet, sich dem Grundtone des Resonators anzupassen. Aber dieses letztere Verhalten tritt doch wohl in so weitem Umfange ein, daß von einer Resonanz mit dem Lamellentone kaum mehr gesprochen werden kann, vielmehr die Eigenschwingungen des Resonanzraumes den maßgebenden Einfluß ausüben, und nicht diejenigen der erregenden Luftlamelle[3]). Daß auch dieser letztere Fall indessen eintreten kann und vielleicht gerade beim Optimum, will Verfasser durchaus nicht bestreiten. Erwähnt sei hier noch, daß Versuche mit einem einfachen BERTRAMschen Labium, das man der Mündung eines Resonators auflegte, allerdings mehr in dem Sinne ausfielen, daß einem bestimmten erregten Tone cet. par. eine bestimmte Entfernung der Schneide von dem Ausströmungsspalte entspricht; verallgemeinern darf man das aber wohl nicht. Verfasser hat in der oben genannten

[1]) Dieser Schluß ist allerdings nur mit einiger Vorsicht zu ziehen, da die Verhältnisse doch etwas andere sind bei Verfassers Versuchen, als bei denen der beiden Herren.

[2]) Hier kann man wohl von einem Sprunge sprechen, der also bei etwa 10 mm Länge des Luftstromes eintritt.

[3]) Wie die Zunge bei gewissen Pfeifen mehr geschwungen wird, als sie selbst schwingt (MÜLLER-POUILLET, Physik, 1, 711, 1906), so wohl ähnlich auch die Luftlamelle. Da indessen vielleicht die Verhältnisse im Resonanzraume verändernd auf die Luftlamelle einwirken und diese gewissermaßen stimmen könnten, so sind kinematographische Untersuchungen dringend zu wünschen.

gläsernen Röhre den Wasserspiegel so eingestellt, daß, wenn jene angeblasen und so der Grundton erregt wurde, ein HELMHOLTZscher an das Ohr gehaltener Resonator eine laute Tonverstärkung hören ließ. Verschloß man jetzt durch Hochstellen des Wasserspiegels oder etwa mit einem Korkscheibchen oder Papierpfropfen usw. den Hals α bei β (Fig. 1), ließ aber sonst alles unverändert, so hörte man nur noch Reibungsgeräusch infolge des unverändert auftreffenden Luftstrahles, und in dem Resonator war keine besondere Tonverstärkung mehr wahrzunehmen, nicht mehr als bei Reibungs- und ähnlichen Geräuschen überhaupt. Die schrillen, hohen Pfeifentöne zeigten sich bei genügend kurzem Luftstrahle auch jetzt noch, sie scheinen in der Tat „Schneidentönen" zu entsprechen, und also wesentlich dem Auftreffen des Luftstrahles ihre Entstehung zu verdanken.

Bei einer zweiten Glasröhre war der Hals geschliffen und konnte ein geschliffener mit weiter Durchbohrung und kurzer offener Ansatzröhre versehener Konus eingesetzt werden. Blies man dann diese offene Röhre an, so hielt es gegenüber den früheren Versuchen schwer, einen Grundton erklingen zu machen [1]), dagegen entstanden recht leicht schrille Pfeifentöne von relativ erheblicher Stärke und von verschiedener Höhe je nach der Lage der Ausströmungsöffnung. Faßt man die kurze, am Schliffkonus befindliche Röhre mit einem passenden Halter, so daß sie in unveränderter Lage blieb, wenn man die lange als Resonator wirkende Glasröhre entfernte, so blieben auch die genannten Pfeifentöne bestehen, die Leichtigkeit ihres Auftretens ist also abhängig von der Beschaffenheit der angeblasenen Resonatormündung. Bei den Versuchen Verfassers im Sommer 1905 traten solche Pfeifentöne (Schneidentöne) nur sehr wenig hervor, obwohl zahlreiche Resonatoren zum Tönen gebracht wurden. Ein angeblasener großer, kugelförmiger, metallener Resonator (192 Schwingungen), dessen enge Öffnung verstopft war, gab mit etwa 12 cm Wasserdruck unter den obwaltenden Umständen nur den Grund-

[1]) Erzielte man bei dieser zweiten Glasröhre reines Ertönen des Grundtones, z. B. mit solcher Einstellung des Wasserspiegels, daß ein angeblich auf 192 Schwingungen abgestimmter HELMHOLTZscher Resonator laut erregt wurde, so ergab auch hier wieder der allein cet. par. angeblasene Schliffkonus mit kurzer offener Ansatzröhre nicht mehr Erregung desselben Resonators, als irgend sonst ein Reibungsgeräusch, ganz wie im früheren Falle.

ton. Die weite angeblasene Öffnung ist mit einem schmalen Rande versehen, bei Strahlenlängen von 43 bis zu 25 mm wurden Töne von etwa *fis* bis *g* (183,9 bis 193,8 Schwingungen) vernommen, hohe Schneidentöne waren kaum zu erhalten, höchstens Andeutungen davon bei bestimmten Lagen der Ausströmungsröhre. Das Fehlen der Obertöne und Schneidentöne ist natürlich wesentlich, wenn man einfache Schwingungen untersuchen will, wobei ein selbst wenig starker Schneidenton schon recht stören kann [1]), während bloßes Reibungsgeräusch sich deutlich vom eigentlichen Ton abhebt [2]). Herr KREIS erwähnt (l. c., S. 22) einen Fall, bei dem die tonerregende Luftlamelle erst durch im Resonanzraume entstandene Verdichtung in die richtige Lage zur Schneide gebracht wird. Es kann nun doch wohl sein, daß beim Anblasen einer Resonanzröhre durch die unzweifelhaft vorhandenen Luftströmungen Verdichtungen oder Verdünnungen erzeugt werden im Innern des Resonanzraumes, welche mit Schallgeschwindigkeit die Luftmasse durcheilend an den Enden des Resonanzraumes reflektiert werden und so zu stehenden Schwingungen Veranlassung geben. Wird doch bekanntlich der Pfeifenton schon beim bloßen Klopfen an die Pfeife gehört. Diese stehenden Schwingungen brächten dann die tonerregende Luftlamelle in erzwungene Schwingungen und verstärkten sich selbst auf diese Weise bis zu einem gewissen Grade. Dazu muß dann wohl die Beschaffenheit des Luftstrahles in bezug auf Länge, Strömungsgeschwindigkeit, Art des Auftreffens usw. innerhalb gewisser Grenzen liegen, welche dann eben die Möglichkeit gewähren, daß für das Tönen die Verhältnisse des Resonanzraumes maßgebend werden. Immerhin wäre eine kinematographische Untersuchung des Luftstrahles mit und ohne tönenden Resonator, aber unter sonst gleichen Umständen, höchst wünschenswert und ist es zu hoffen, daß das Rostocker Physikalische Institut seinen bisherigen Verdiensten um Fragen, wie die hier behandelten, bald ein weiteres solches hinzufügen möge durch Ausführung der soeben erwähnten Untersuchung. Eine solche Untersuchung kann, wie schon oben angedeutet, erst die volle Aufklärung geben.

---

[1]) Man sehe Naturw. Rundsch. 20, 303, Anm. 2, 1905.

[2]) Die erste lange Glasröhre gab, nachdem ihr der Hals abgeschnitten worden, doch noch sehr deutlich die hohen Töne bei genügend kurzem Strahle.

Jahrg. 4 *Heft 12*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 30. Juni 1906. | Nr. 12.

Sitzung vom 15. Juni 1906.

Vorsitzender: Herr P. DRUDE.

Hr. **E. Leithäuser** berichtet:

Über die Darstellung des Ozons durch Gleichstrom
(nach gemeinsam mit Hrn. E. WARBURG angestellten Versuchen).

Ferner spricht Hr. **G. Gehlhoff**:

Über den Einfluß der Bestrahlung mit sichtbarem Licht auf das Kathodengefälle
(nach gemeinsam mit Hrn. H. DEMBER angestellten Versuchen).

Weiter legt Hr. **M. Thiesen** eine Abhandlung vor von Hrn. **Paul Tänzler**:

Über die Koeffizienten der inneren Reibung für Gemische zwischen Argon und Helium

und spricht im Anschluß daran:

Über die Reibung von Gasgemischen.

Sodann berichtet Hr. **E. Gehrcke**:

Über Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum
(nach gemeinsam mit Hrn. O. REICHENHEIM angestellten Versuchen).

Endlich spricht Hr. **H. Fricke**:

Über einen Versuch der Gebrüder WEBER, transversale Luftschwingungen betreffend.

Über ein Dilatometerprinzip für Projektion;

von U. Behn.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 181.)

Die Schnittpunkte von zwei Scharen (I und II) paralleler, äquidistanter Geraden liegen ebenfalls auf parallelen äquidistanten Geraden (III). Sind die Abstände der Geraden in I und II gleich (c), so halbieren die Geraden III den Winkel I, II.

Fig. 1.

I II III

Hat man statt der Geraden dunkle Streifen von merklicher Dicke (Fig. 2), so werden die Geraden III zu Streifen maximaler Helligkeit; in der Mitte zwischen zwei solchen Streifen liegt je einer von maximaler Dunkelheit. Die Lage derselben (besonders der letzteren), ist scharf zu erkennen.

Fig. 2.

Ändert sich der Winkel φ zwischen I und II[1]), so ändert sich der Abstand (Gitterbreite $= l$) der Streifen III. Ist φ klein,

---

[1]) Mit φ sei der spitze Winkel bezeichnet.

so ist diese Abstandsveränderung sehr groß, wie sich aus den Beziehungen

$$\sin\frac{\varphi}{2} = \frac{c}{2l}$$

und

$$\frac{dl}{d\varphi} = -\frac{l^2 \cos\varphi/2}{c},$$

für kleine φ also

$$\frac{dl}{d\varphi} = -\frac{l^2}{c},$$

wo c die Gitterbreite von I und II ist, ergibt.

Diese Tatsache kann man zu dilatometrischen Demonstrationen, überhaupt zur Sichtbarmachung kleiner Verschiebungen, auch bei Dickemessungen usw. benutzen.

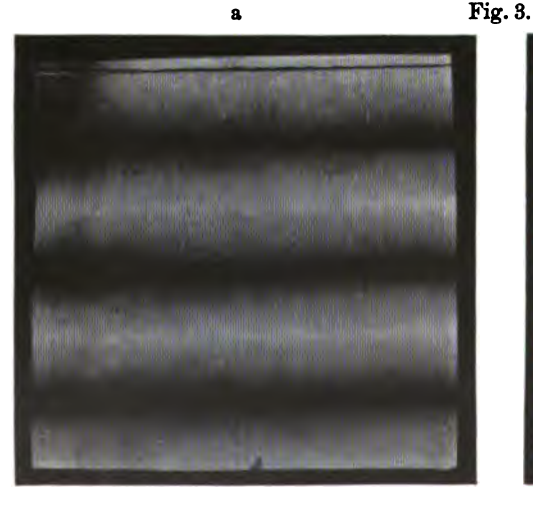
Als Beispiel sei eine einfache Vorrichtung zur projektiven Demonstration einer kleinen Längenänderung beschrieben:

Aus einer einzelnen guten Rasterplatte [1]), wie sie für Zwecke

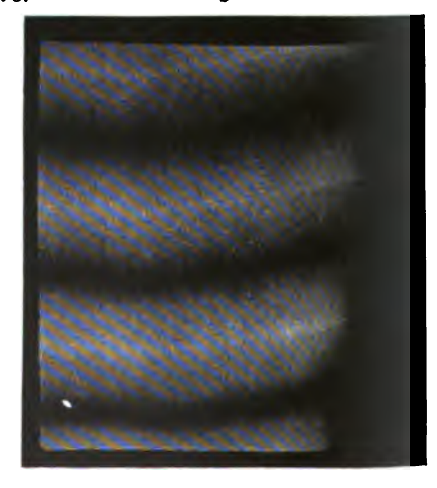
[1]) Die benutzte stammt von der Firma Herbst und Illig, Frankfurt a. M.-Bockenheim, dieselbe ist recht gut geteilt, wie man z. B. auch aus der Vergleichsaufnahme (Fig. 3) des Moirés von zwei guten (*a*) und zwei schlechten

Fig. 3.

a



b

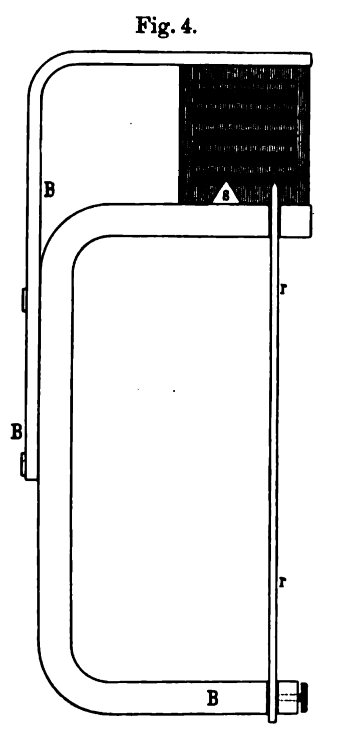


(*b*) Rasterteilplatten ersehen kann. Die kleinen Zacken der Moirélinien bedeuten kleine Unregelmäßigkeiten; Krümmung derselben eine kontinuierliche Änderung der Rasterkonstanten (oder mangelhaftes Aufeinanderliegen). Die genannte Firma oder auch die bekannte Rasterfabrik von J. C. Haas ebenda gibt derartige kleine Stücke (*a*) für wenige Mark ab. Übrigens sind Bruchstücke wohl von irgend einer Reproduktionsanstalt meist ganz wohlfeil zu erhalten.

der Autotypie gebraucht werden, schneidet man sich zwei Stückchen, 1 und 2, an denen man, wenn man sie (Strichseite auf Strichseite) aufeinanderlegt, zunächst den eingangs beschriebenen Vorgang, der übrigens hinlänglich bekannt sein dürfte, studieren kann.

Man legt sie nun so aufeinander, daß φ klein ist, befestigt 1 oben am starken Bügel *BBB* (Fig. 4) und befestigt 2 drehbar[1]) um einen Punkt, etwa eine Metallschneide *s*. Eine Längenänderung des Metallstabes *rr* ruft, wenn sich 2 in *a* auf dem freien Ende von *rr* aufstützt, eine Drehung von 2 und damit ein Wandern der Streifen hervor. Geht von dem Streifensystem III („Moiré“) einer durch *s*, so bewegt sich dieser bei einer Drehung von 2 nicht, der nächste Streifen bewegt sich um Δl, der folgende um $2\Delta l$, und so fort.

Fig. 4.



Die Empfindlichkeit dieser Anordnung ergibt sich aus folgendem Beispiel[2]):

c sei gleich 0,185 mm; Hebelarm $sa = 10$ mm; der momentane Streifenabstand in der Anfangslage etwa 30 mm, die Länge des Messingröhrchens[3]) *rr* etwa 300 mm, so beträgt die Verschiebung von *a* bei einer mittleren Erwärmung von *rr* um einen Grad $300 . 0{,}00002$ mm $= 6\,\mu$. Dann ist $tg\,\Delta\varphi = 0{,}0006$, $\Delta\varphi$ also 2′. Dies gibt bei $\varphi = 20'$ für φ und l eine Änderung von 10 Proz., also für l um 3 mm; dies mit

---

[1]) Ist die Anordnung vertikal (so daß Fig. 4 Seitenansicht ist), so kann man 2 einfach mit einer Kerbe auf *s* aufliegen lassen. Einzelheiten, z. B. die Klemmvorrichtung an *B* für 1, die gleichzeitig 2 mit ganz schwachem Drucke gegen 1 hält, sind in der Figur weggelassen.

[2]) Die folgenden Werte waren etwa die bei der Demonstration benutzten.

[3]) Für die vorgeführte Demonstration der thermischen Dilation ist ein Röhrchen seiner geringen Trägheit wegen natürlich geigneter als ein Stab.

einem Planar $f = 60$ mm auf 6 m projiziert auf dem Schirm ein Wandern des ersten bewegten Streifens um 300 mm, des zweiten um 600 mm usw., die an einem an dem Schirm aufgestellten Maßstabe abgelesen werden können [1]).

Nehmen wir an, daß unseren Ansprüchen auf Empfindlichkeit der erste bewegte Streifen genügt und vergleichen wir seine Verschiebung mit derjenigen einer Lichtmarke bei Beobachtung mit Spiegel und Skala unter gleichen Umständen. Hier gibt eine Drehung des Spiegels um 2′ nur $6000 . 0{,}0012 = 7$ mm.

Die Vorzüge der Beobachtung mit Spiegel und Skala sind zu bekannt, als daß hier darauf eingegangen zu werden brauchte.

Aus dem Obigen [2]) geht hervor, daß die beschriebene neue Methode an Empfindlichkeit der Spiegelmethode gewachsen ist, zumal wenn man bedenkt, daß die Konstante c ja noch wesentlich kleiner gewählt werden kann.

Was man sogleich vermißt, ist die Proportionalität zwischen einer zu messenden Verschiebung und der Streifenbewegung. Hier muß eine Tabelle, die schnell angelegt ist, aushelfen.

Zu Demonstrationen oder bei der Verwendung einer Nullmethode ist dies natürlich nicht erforderlich.

Frankfurt a. M., d. 23. April 1906.

---

[1]) Die Streifen III ändern ihre Richtung ja nur wenig $\left(\frac{\Delta\varphi}{2}\right)$. Legt man dagegen die beiden Platten 1 und 2 so, daß sich zwischen den Streifensystemen I und II eine Plattendicke befindet, so bemerkt man meist eine schnelle Drehung der Streifen, in dem Moment, wo $l = \infty$ sein sollte, um 180°. Eine einfache Überlegung zeigt, daß dann die betr. Platte keilförmig ist. Man könnte also mit zwei solchen Rasterstücken auch die Planparallelität von Glasplatten untersuchen.

[2]) Bei der Demonstration wurde ein einige Centimeter langes, mit Alkohol getränktes Baumwollfädchen, das um das untere Ende von rr geschlungen war, abgebrannt. Die hieraus, oder auch schon durch Erwärmung mit einem Streichholz resultierende thermische Ausdehnung genügte, um mehrere Streifen über das Gesichtsfeld laufen zu lassen. Belastung des 1,5 cm^2 starken eisernen Bügels mit 50 g gibt bereits einen deutlich sichtbaren Ausschlag.

Interferenzen planparalleler Platten im kontinuierlichen Spektrum;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 204.)

§ 1. An planparallelen oder schwach keilförmigen Glasplatten sind bekanntlich bei Gangunterschieden von vielen tausend Wellenlängen Interferenzen sichtbar, wenn man als Lichtquelle genügend homogenes Licht, z. B. Quecksilberlicht, anwendet. Im weißen Licht zeigen nur sehr dünne Platten (farbige) Interferenzen. Nun haben 1850 Fizeau und Foucault[1]) beobachtet, daß auch an dickeren Platten — insbesondere an einer Platte von 1 mm Dicke, wo der Gangunterschied immerhin schon etwa 7000 Wellenlängen (für grünes Licht) betrug — Interferenzen im weißen Licht auftreten, sobald die von der Platte herkommenden Strahlen spektral zerlegt werden, also durch ein Spektroskop ins Auge gelangen.

Wie aus dem Folgenden ersichtlich sein wird, sollte das so erzeugte „kannelierte Spektrum“ unter Anwendung planparalleler Platten bei beliebig hohem Gangunterschied, d. h. an beliebig dicken Platten, entstehen, vorausgesetzt, daß das Auflösungsvermögen des benutzten Spektralapparates genügend groß ist. Demgegenüber ist für die an keilförmigen Platten entstehenden kannelierten Spektren derselbe Umstand hinderlich, welcher, wie bekannt ist, die durch homogenes Licht erzeugten Interferenzen keilförmiger Platten stört und bei hohem Gangunterschied vollständig vernichtet.

Wir[2]) beschäftigen uns im folgenden aus dem zuletzt genannten Grunde nur mit den an planparallelen Platten

[1]) H. Fizeau und L. Foucault, Ann. de chim. et de phys. (3) 30, 146—159, 1850.

[2]) An den Versuchen beteiligte sich zum Teil auch Herr O. v. Baeyer.

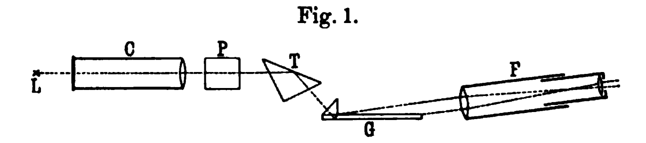
erzeugten, kannelierten Spektren. Dieselben liegen, wie die bekannten Planparallelitätsringe homogenen Lichtes, im Unendlichen. Möglicherweise haben bereits FIZEAU und FOUCAULT l. c. diese Art von kanneliertem Spektrum vor Augen gehabt, wenn sie sich auch augenscheinlich über seine Entstehungsweise nicht im klaren waren. Auch sonst findet man in der Literatur kurze Angaben über ähnlich erzeugte Interferenzen im kontinuierlichen Spektrum, so z. B. bei PEROT und FABRY [1]) und bei FABRY [2]). Eine nähere Diskussion derselben vermochten wir indes nicht zu finden.

Der Kürze halber bezeichnen wir im folgenden die Interferenzen planparalleler Platten homogenen Lichtes als h-Interferenzen, diejenigen eines Wellenlängenkomplexes, bzw. weißen Lichtes im kontinuierlichen Spektrum als k-Interferenzen.

Die h-Interferenzen sind Kurven, längs denen die Wellenlänge konstant ist, die k-Interferenzen sind Kurven variabler Wellenlänge.

§ 2. Wir erzeugten die k-Interferenzen unter anderem auf folgende Weise (vgl. Fig. 1, Vertikalschnitt):

Fig. 1.



Das von der Lichtquelle L herkommende Licht durchsetzte einen 4-Prismenapparat, dessen Kollimator C sei und dessen dispergierender Teil durch P angedeutet sein möge; P bestand in unserem Falle aus vier RUTHERFORDschen Prismen mit vertikalen, brechenden Kanten. Das horizontal aus P austretende Licht fiel dann auf das Totalreflexionsprisma T mit horizontalen Prismenkanten und wurde unter einem Winkel von etwa 45° in eine mit aufgeklebtem Prisma versehene, planparallele Glasplatte G von 1 mm Dicke [3]) geworfen; die Ebene dieser Platte stand horizontal, der Strahlengang war der von LUMMER und GEHRCKE [4]) früher beschriebene.

---

[1]) A. PEROT u. CH. FABRY, Ann. de chim. et de phys. (7) 12, 475, 1897.

[2]) CH. FABRY, C. R. 140, 1136—1139, 1905.

[3]) Die Platte war uns durch die Firma H. HAECKE, Berlin, freundlichst zur Verfügung gestellt worden.

[4]) O. LUMMER und E. GEHRCKE, Ann. d. Phys. (4) 10, 457—477, 1903.

Das Beobachtungsfernrohr F vereinigte sodann in seiner Brennebene die vielfach reflektierten Strahlen, welche von G herkamen; war der Kollimator auf ∞ eingestellt, so lag in der Brennebene von F auch das Bild des Kollimatorspaltes.

Eine von der Lichtquelle L herkommende *homogene* Welle λ_1 ergab sonach im Gesichtsfelde des Fernrohres F ein vertikal stehendes Spaltbild, das von horizontalen Interferenzstreifen durchzogen war. Wenn der Spalt des Kollimators C eng war, kamen nur kleine Stücke dieser h-Interferenzstreifen zur Entstehung, und man erhielt in diesem Falle etwa das in Fig. 2a durch 1 dargestellte Bild des Spaltes, durchzogen von kurzen, horizontalen Interferenzmaximis $\alpha \beta \gamma$ [1]).

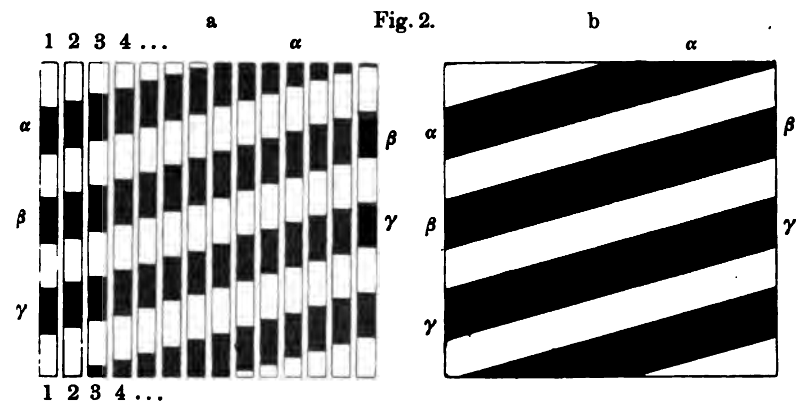


Fig. 2.

Wenn die Lichtquelle L mehrere nahe benachbarte Wellen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots$ aussenden würde, so müßte jede für sich ihr eigenes, von h-Interferenzen durchzogenes Spaltbild erzeugen. Die Interferenzstreifen der einzelnen Wellen werden aber gegeneinander verschoben sein. Denn wenn z. B. die Differenz der Gangunterschiede der an der Platte G reflektierten Strahlen für einen bestimmten Punkt des Spaltes gleich einer halben Wellenlänge wäre, so würden die Interferenzmaxima von λ_1 bereits um eine halbe Streifenbreite gegen diejenigen von λ_2 verschoben sein.

Somit ist einleuchtend, daß durch *kontinuierlich* nebeneinander ausgebreitete Spaltbilder, wie sie von weißem Licht

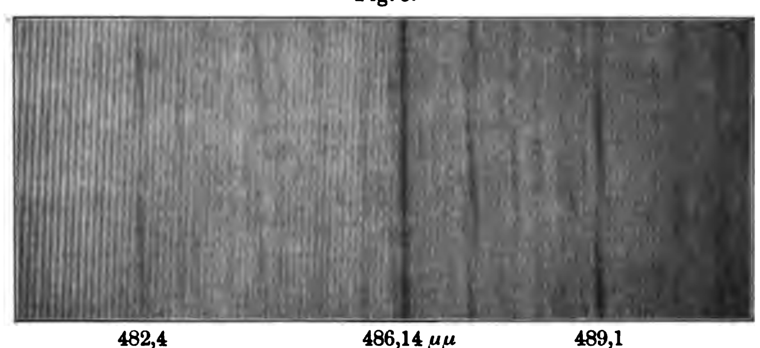
---

[1]) Es bedeuten in Fig. 2 und ebenso in Fig. 4, 5 und 6 die *schwarzen* Streifen Interferenz*maxima*.

erzeugt werden, längs der Richtungen α, β, γ k-Interferenzstreifen gebildet werden, die schief durch das ganze Spektrum verlaufen, und bei denen längs eines Interferenzstreifens die Wellenlänge variiert; Fig. 2b stellt die so entstehenden k-Streifen schematisch dar.

In Fig. 3 sind an einer planparallelen Platte von 1 mm Dicke, mit der in Fig. 1 dargestellten Anordnung, die genannten Interferenzen photographiert, und zwar für die Gegend der F-Linie des Sonnenlichtes. Man sieht hieraus, daß die k-Streifen tatsächlich quer durch das Spektrum gehen, da sie den FRAUNHOFERschen Linien nicht parallel sind.

Fig. 3.



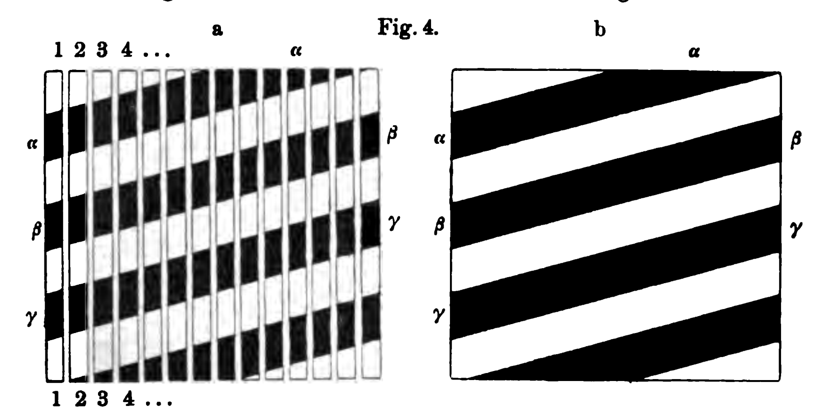
482,4 486,14 $\mu\mu$ 489,1

§ 3. Wenn man in der durch Fig. 1 dargestellten Versuchsanordnung die planparallele Platte G ein wenig um eine horizontale Achse drehen würde, so müßten sich die von den homogenen Wellen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \ldots$ erzeugten h-Interferenzen um den gleichen Winkel mitdrehen. An dieser Drehung der h-Interferenzen würde das Spaltbild einer homogenen Welle ebensowenig teilnehmen, wie die k-Interferenzen. Wohl aber muß die Streifenbreite, d. h. die Intensitätsverteilung der letzteren sich ändern. Bei einem gewissen Drehungswinkel muß die Intensitätsverteilung beider Streifensysteme k und h die gleiche sein, dann nämlich, wenn die Richtung der h-Interferenzen mit derjenigen der k-Interferenzen koinzidiert. Diesen Fall verdeutlicht Fig. 4a und b.

Bei schwacher Neigung der h-Interferenzen, also der Streifen $\alpha\alpha$, $\beta\beta \ldots$, gegen die Horizontale ist der Unterschied der Streifen-

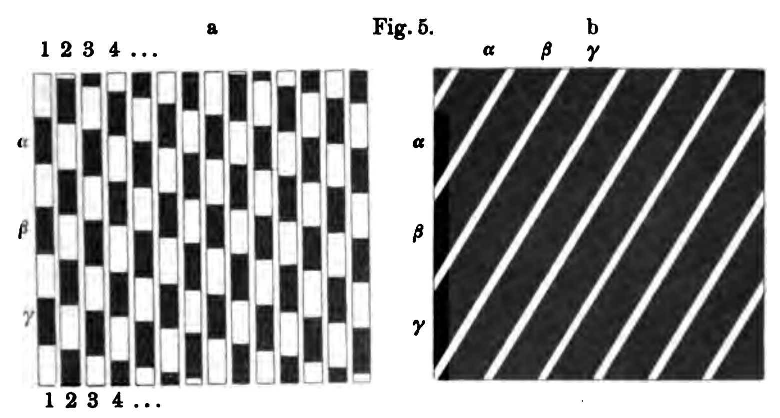
breiten im kontinuierlichen Spektrum, wie er durch Fig. 2b und 4b dargestellt wird, nicht sehr groß. Bedeutender wird derselbe, wenn die Neigung stärker ist, etwa so, wie in Fig. 5 und 6. Hier ist der Gangunterschied, mithin die Verschiebung der von den

Fig. 4.



Wellen $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3 \dots$ gelieferten h-Interferenzstreifen bedeutend größer angenommen als vorher, so daß jetzt steilere k-Interferenzen $\alpha\alpha$, $\beta\beta$, $\gamma\gamma \dots$ zustande kommen. Die Streifenbreite der letzteren muß nun, wie ohne weiteres ersichtlich ist, sehr verschieden aus-

Fig. 5.

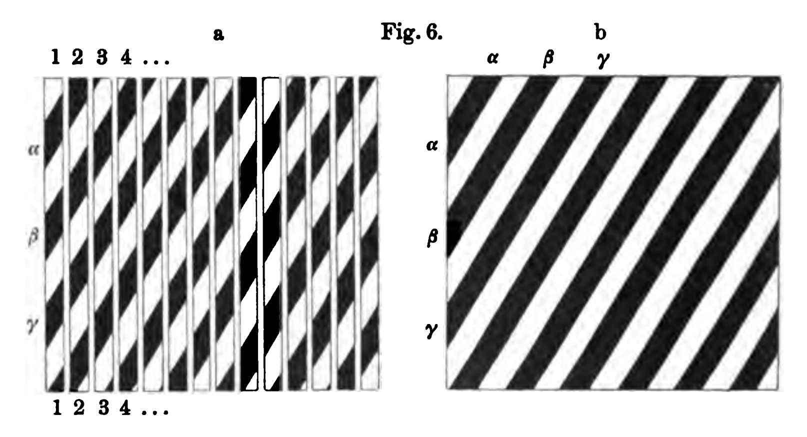


fallen, je nachdem die Richtung der h-Interferenzen mit denen der k-Interferenzen koinzidiert (vgl. Fig. 6) oder nicht (vgl. Fig. 5). In der Tat sind die k-Interferenzen bei dem durch Fig. 5 dargestellten Falle nahe am Verschwinden; wenn die Neigung von

$\alpha\alpha$, $\beta\beta$, $\gamma\gamma$... gegen die Horizontale nur ein wenig größer wäre, als angenommen, so würden die schmalen, in Fig. 5b noch übrig gebliebenen weißen Linien in Fortfall kommen, d. h. es würden dann gar keine k-Interferenzen mehr entstehen.

Hieraus ergibt sich somit, daß für eine gegebene planparallele Platte und einen gegebenen Spektralapparat eine ganz bestimmte Neigung der h-Interferenzstreifen gegen die Spaltrichtung des Spektralapparates existieren muß, für welche die Deutlichkeit der k-Interferenzen ein Optimum ist. Dieses Optimum, das z. B. durch Fig. 4 oder 6 dargestellt ist, besitzt noch eine weitere Eigentümlichkeit: Während, wie aus den Figuren ohne weiteres einleuchtet, die Deutlichkeit der k-Interferenzen im

Fig. 6.



allgemeinen von der Spaltbreite des Kollimators, d. h. von der Breite jedes einzelnen von einer homogenen Welle gebildeten Spaltbildes abhängt, ist in der Optimumstellung die Spaltbreite ohne jeden Einfluß. Mit anderen Worten: Die k-Interferenzen treten in der Optimumstellung auch im unreinen kontinuierlichen Spektrum auf.

§ 4. Die in § 3 genannte Optimumstellung versuchten wir zuerst mit der in Fig. 1 dargestellten Versuchsanordnung zu verwirklichen. Die Neigung der k-Interferenzen gegen die vertikale Spaltrichtung ist in der Optimumstellung so gering, daß man die Ebene der planparallelen Platte G von 1 mm Dicke (vgl. Fig. 1) fast vertikal stellen muß (vgl. Fig. 3, aus der man ersieht, wie

gering der Winkel ist zwischen den k-Interferenzstreifen und der Spaltrichtung, d. h. den FRAUNHOFERschen Linien).

Als wir indes die Platte G langsam drehten und sie der Optimumstellung näherten, wurden die k-Interferenzen undeutlicher und verschwanden schließlich ganz. Als Grund hierfür ist die Beugung des Lichtes beim Eintritt in die Platte G anzusehen. Diese Eintrittsöffnung repräsentierte einen Spalt von etwa 1×10 mm Größe; nur die Beugung in Richtung der kurzen Spaltseite war praktisch von Bedeutung. Bei der in Fig. 1 gezeichneten Lage der Platte ist somit die Ebene der Beugungswinkel der gebeugten Strahlen nahezu parallel mit den k-Interferenzstreifen; hier war also die Beugung praktisch ohne Einfluß. Wenn man aber, um die Optimumstellung zu erhalten, die Ebene der Platte um nahezu 90° dreht, so stehen die Ebenen der gebeugten Strahlen senkrecht zu den k-Interferenzen, und es gelangt gebeugtes Licht an den Ort der Intensitätsminima, d. h. die Interferenzen werden verwaschen bzw. verschwinden.

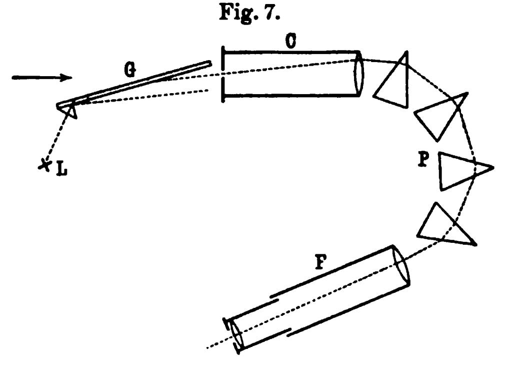


Fig. 7.

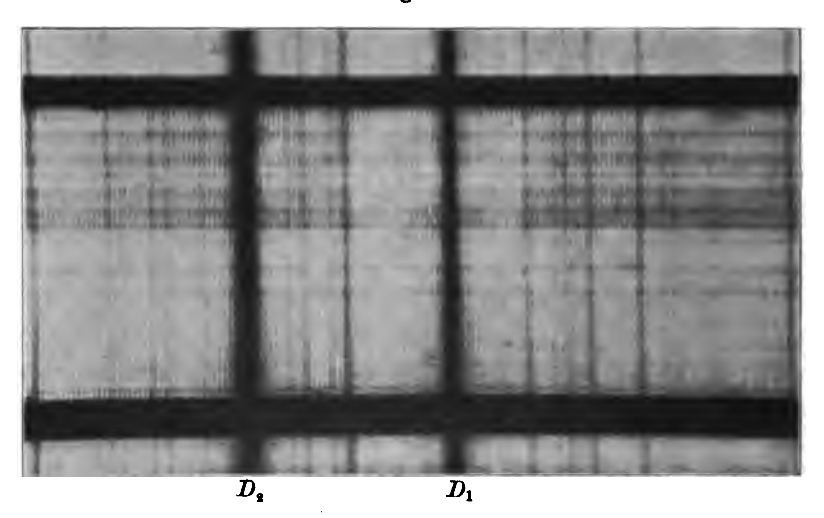
Die in Fig. 1 dargestellte Anordnung ist somit ungeeignet für die Verwirklichung der Optimumstellung der k-Interferenzen. Durch eine Modifikation des Versuchs gelang es uns indes ohne Schwierigkeit, das Ziel zu erreichen, und zwar auf folgende Weise (Fig. 7, Horizontalschnitt):

C ist, wie früher, der Kollimator, P die Prismen, F das Beobachtungsfernrohr des 4-Prismenapparates. Die planparallele Platte G wurde nun, mit ihrer Ebene nahezu parallel dem Kollimatorspalt, vor den letzteren plaziert, wie aus Fig. 7 ersichtlich ist; L ist die Lichtquelle (Sonne bzw. Bogenlampe). Die Platte G war auf einem Gestell mit drei Schrauben montiert, so daß sie mit Hilfe der letzteren fein justiert werden konnte.

Unter diesen Umständen wurde bei einer ganz bestimmten, nur sehr wenig von der Vertikalen abweichenden Lage der Platten-

ebene *G* die erwartete Optimumstellung der *k*-Interferenzen gefunden. Dieselbe war charakterisiert durch große Schärfe der Interferenzen und dadurch, daß die Spaltbreite des Kollimators nahezu ohne jeden Einfluß war auf die Deutlichkeit der Streifen. Während früher, bei der in Fig. 1 dargestellten Anordnung, der Spalt so eng wie möglich gemacht werden mußte, konnte er jetzt bis zu 2,5 mm weit gemacht werden; bei dieser Spaltbreite waren (Sonnenlicht als Lichtquelle vorausgesetzt) die FRAUNHOFERschen Linien natürlich vollständig verschwunden; in dem Spektralbereich zwischen den beiden *D*-Linien lagen etwa vier *k*-Interferenzstreifen (vier helle und vier dunkle Streifen), obgleich jede *D*-Linie ein Spaltbild erzeugte, das zum größten Teil mit demjenigen der anderen *D*-Linie zusammenfiel.

Fig. 8.



Der gleiche Effekt, wie der genannte, wurde auch erhalten, als das auf die Platte *G* aufgeklebte Prisma entfernt wurde, so daß das Licht in Richtung des Pfeiles (vgl. Fig. 7) direkt auf die Platte fiel. — Auch an einer planparallelen Platte von 1,5 mm Dicke, gleichfalls von HAECKE uns freundlichst zur Verfügung gestellt, konnten die *k*-Interferenzen mit dem oben benutzten 4-Prismenapparat erzeugt werden, nicht mehr dagegen mit einer 3 mm dicken Platte. Als aber in der durch Fig. 7 dargestellten

Anordnung der 4-Prismenapparat durch ein großes ROWLANDsches Gitter ersetzt wurde, beobachteten wir auch an der 3 mm dicken und ferner an einer 5 mm dicken planparallelen Platte k-Interferenzen. Dieselben waren im letzteren Falle natürlich weit enger als vorher; zwischen den beiden D-Linien lagen etwa 20 k-Interferenzen. — An einer 1 cm dicken Glasplatte war es trotz aller Bemühungen nicht möglich, k-Interferenzen mit der durch Fig. 7 angegebenen Anordnung (wobei der 4-Prismenapparat durch das ROWLANDsche Gitter ersetzt war) zu erzeugen.

§ 5. Die in Fig. 7 dargestellte Anordnung leidet, so einfach sie ist, an einem prinzipiellen Mangel: die von der Platte G herkommenden Strahlen interferieren nur unvollständig, wenn sie den Spalt des Kollimators C treffen. Man kann diesen Übelstand beseitigen, wenn man zwischen die Platte G und den Kollimator C eine Sammellinse einschaltet, derart, daß der Spalt in der Brennebene der Linse steht. Man hat dann eine Anordnung, welche vollkommen analog ist der von Herrn FABRY[1]) angegebenen.

Mit einer solchen vervollkommneten Anordnung konnten wir auch an einer 1 cm dicken Glasplatte die k-Interferenzen erhalten; Fig. 8 ist eine so gewonnene, vergrößerte Aufnahme. Im Spektrum erster Ordnung eines ROWLANDschen Konkavgitters von 7 m Radius[2]) war die Optimumstellung hier außerordentlich empfindlich, ihre Auffindung gelang erst nach längerem Suchen. — Fig. 8 stellt die Gegend der D-Linien im Sonnenspektrum dar; der mittlere Teil des Spektrums zeigt die k-Interferenzen, zwischen den Mitten der D-Linien liegen rund 42 Streifen. Oberhalb und unterhalb des von Interferenzen durchzogenen Spektrums sieht man noch schmale Spektra, in welchen die Interferenzen nicht erzeugt wurden und wo nur FRAUNHOFERsche Linien sichtbar sind.

§ 6. Die Intensitätsverteilung der k-Interferenzen muß nach den Betrachtungen in § 2 ff. von derjenigen der h-Interferenzen im allgemeinen verschieden sein. Nur in der Optimumstellung

---

[1]) CH. FABRY, C. R. 140, 848—851, 1905.

[2]) Da in dem Raum des Laboratoriums diese 7 m lange Distanz nicht zur Verfügung stand, wurde der Spalt in der Brennebene des Gitters aufgestellt und das Spektrum mit einem auf ∞ eingestellten Fernrohr von 1,5 m Brennweite und 9,5 cm Apertur erzeugt.

müssen beide Streifenarten identische Intensitätsverteilungen haben. Allgemein gilt, daß die Intensitätsverteilung abhängig ist von dem Winkel, den die Richtung der h-Interferenzen mit derjenigen der k-Interferenzen einschließt. Im allgemeinen werden die Intensitätsmaxima der k-Interferenzen breiter sein als diejenigen der h-Interferenzen, doch ist die Steilheit des Abfalls zum Minimum bei beiden dieselbe. Auf die Berechnung der Intensitätsverteilungen außerhalb der Optimumstellung möge hier nicht näher eingegangen werden.

Die Form der k-Interferenzkurven hängt naturgemäß von der Dispersionskurve des angewandten Spektralapparates ab. Im Falle des Gitters ist die Form der Kurven leicht anzugeben. Der Gangunterschied γ der interferierenden Strahlen bestimmt sich durch die Gleichung [1]):

$$\gamma = 2\, d n \cos r = 2\, d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

Längs eines Interferenzstreifens ist die Ordnungszahl $\frac{\gamma}{\lambda}$ konstant, demnach folgt als Gleichung der Kurven:

$$\frac{2\, d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}}{\lambda} = const;$$

hier sind allein λ und i Variable, sofern der Brechungsexponent n als konstant betrachtet werden kann. In einem Normalspektrum besitzen sonach die k-Interferenzkurven die Form:

$$\sqrt{a^2 - \sin^2 x} = b y;$$

sofern also der Winkel i nur geringe Änderungen erleidet, sind die Interferenzkurven Stücke von Ellipsen.

Die k-Interferenzen können für einen gegebenen Spektralapparat von bestimmtem Auflösungsvermögen nicht bei beliebig hohem Gangunterschied der interferierenden Strahlen auftreten. Es ist klar, daß nur dann ein kanneliertes Spektrum entstehen kann, wenn zwei benachbarte Interferenzmaxima noch deutlich voneinander getrennt werden, d. h. wenn dieselben nicht näher liegen, als der kleinsten Wellenlängendifferenz $\delta\lambda$ entspricht, die der Spektralapparat noch gerade zu trennen vermag. Da nach

[1]) Hier bedeutet d die Dicke, n den Brechungsexponenten, i und r bzw. den äußeren bzw. inneren Einfallswinkel an der planparallelen Platte; vgl. auch O. LUMMER und E. GEHRCKE, Ann. d. Phys. (4) 10, 466, 1903.

den Betrachtungen der §§ 2 ff. der Abstand zweier k-Interferenzstreifen, gemessen in Wellenlängen, nichts anderes ist als das sogenannte „Dispersionsgebiet" $\Delta\lambda$ der zur Verwendung kommenden planparallelen Platte, so folgt mithin die für das Auftreten von k-Interferenzen notwendige Bedingung

$$\delta\lambda < \Delta\lambda$$

oder

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} < \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 1)$$

Nun ist $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ gleich der Ordnungszahl der Interferenzen, $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ das Auflösungsvermögen des Spektralapparates. Für das von uns verwandte ROWLANDsche Gitter ist im Spektrum der ersten Ordnung $\frac{\lambda}{\delta\lambda}$ = etwa 100000, während für den größten, bisher von uns angewandten Gangunterschied, nämlich an der 1 cm dicken Glasplatte, sich $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ = etwa 40000 ergibt (für $\lambda = 0{,}5\,\mu$). Hieraus folgt, daß in der Tat die oben aufgestellte Bedingung 1) erfüllt war.

§ 7. Die beschriebenen k-Interferenzen können, wie uns scheint, bei Wellenlängenmessungen im Spektrum mit Vorteil verwandt werden und hier sozusagen als ein natürlicher Maßstab dienen. Es ist ohne weiteres einleuchtend, daß die Gitterfehler bei der Ausmessung vermittelst der Interferenzen in Fortfall kommen. Insbesondere möchten wir den Vorschlag machen, die k-Interferenzen zur Korrektion von ROWLANDs Atlas der FRAUNHOFERschen Linien zu gebrauchen [1]).

Man hätte zu diesem Zwecke die ROWLANDschen Aufnahmen des Sonnenspektrums zu wiederholen, mit dem Unterschiede, daß auf einen kleinen Teil des Spaltes weißes Licht geworfen wird,

[1]) Die TALBOTschen Streifen im kontinuierlichen Spektrum sind zu Wellenlängenmessungen bereits von E. ESSELBACH, Pogg. Ann. **98**, 513—546, 1856, benutzt worden. K. TSURUTA hat die TALBOTschen Streifen in The Phys. Rev. **15**, 380—382, 1902 zur Bestimmung von Brechungsexponenten angewandt. Die gleiche Anwendung machte auch S. R. WILLIAMS von den Interferenzen keilförmiger (?) Platten im kontinuierlichen Spektrum, vgl. The Phys. Rev. **18**, 280—294, 1904.

welches eine planparallele Platte durchsetzt hat. Dann entsteht ein Spektrum etwa von der in Fig. 8 dargestellten Art, welches ein (mittleres) Band mit k-Interferenzen enthält. Um den störenden Einfluß der in dieser Interferenzskala enthaltenen, FRAUNHOFERschen Linien zu beseitigen, würde es sich empfehlen, zur Erzeugung der Skala das gleichmäßigere Licht einer irdischen Lichtquelle, etwa einer Nernstlampe, zu benutzen; die ungleiche Helligkeit zwischen dem von dieser und der Sonne erzeugten Spektrum kann man durch Anwendung eines weiteren Spaltstückes in dem von der Nernstlampe gelieferten Teile des Spektrums ausgleichen; hierdurch wird ja nach dem Früheren die Deutlichkeit der k-Interferenzen in der Optimumstellung nicht behindert. Um von den durch mangelnde Achromasie bedingten Fehlern der Hilfsapparate, wie Linsen usw., frei zu werden, würde es sich empfehlen, nur mit metallischen Hohlspiegeln u. dgl. zu arbeiten.

Um die so erzeugte Interferenzskala in Wellenlängen auszuwerten, würde es nötig sein, die (von uns bisher wegen ihrer bequemeren Handhabung ausschließlich benutzten) planparallelen Glasplatten zu verwerfen und statt deren eine planparallele, versilberte Luftplatte nach PEROT und FABRY oder besser noch eine Vakuumplatte anzuwenden. Es würden dann alle Korrektionen der Skala in Fortfall kommen, bis auf die unvermeidlichen Phasensprünge an den durchsichtigen Silberschichten. Indes ließen diese sich direkt bestimmen [1]).

Zur exakten Messung der FRAUNHOFERschen Linien würde es dann genügen, zwei Wellenlängen im Spektrum genau zu kennen, um daraus durch Abzählen der Interferenzstreifen die übrigen zu ermitteln. Bezeichnet λ_1 und λ_2 diese beiden als bekannt vorauszusetzenden Wellen, r und s die zwischen diesen und einer zu messenden Welle λ liegende Anzahl von Interferenzstreifen, α, α_1 und α_2 die diesbezüglichen Phasensprünge bei der Reflexion in den versilberten Oberflächen der Platte, so würde sich λ nach der Formel berechnen:

$$\lambda = \lambda_1 \lambda_2 \frac{r + s + \alpha_2 - \alpha_1}{r \lambda_1 + s \lambda_2 - (\alpha_1 - \alpha) \lambda_1 + (\alpha_2 - \alpha) \lambda_2}.$$

[1]) Vgl. MACÉ DE LÉPINAY und H. BUISSON, C. R. **137**, 312—314, 1903. A. PEROT, C. R. **142**, 566—568, 1906.

Die Genauigkeit der Messung erscheint nur begrenzt durch die Feinheit der FRAUNHOFERschen Linien.

Charlottenburg, Physik.-Techn. Reichsanstalt, Juni 1906.

Nachtrag bei der Korrektur: In einer soeben erschienenen Mitteilung (Soc. Franç. de Phys., 15. Juni 1906, Nr. 248, S. 3) teilen die Herren FABRY und BUISSON mit, daß sie die Messung von 84 Spektrallinien mit Hilfe der h-Interferenzen planparalleler Platten ausgeführt haben. Unsere oben beschriebene Methode erscheint geeignet, nicht nur diese Messungen zu kontrollieren, sondern auch die Interpolationen zwischen den Normalen zu vermeiden und jede einzelne Linie direkt auszumessen.

Über die Koeffizienten der inneren Reibung für Gemische zwischen Argon und Helium;
von Paul Tänzler.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)
(Vgl. oben S. 203.)

Herr FR. KLEINT [1]) hat die innere Reibung binärer Mischungen der zweiatomigen Gase Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoff untersucht und dabei die Formeln von SUTHERLAND [2]), PULUJ [3]) und THIESEN [4]) einer Prüfung unterworfen.

Von den gleichen Gesichtspunkten aus schienen entsprechende Beobachtungen über Mischungen einatomiger Gase — bei denen Gesetzmäßigkeiten eher zutage treten — erwünscht.

Ich habe daher auf Anregung und mit freundlich gewährter Unterstützung des Herrn Prof. Dr. DORN die innere Reibung von Gemischen zwischen Argon und Helium bei Zimmertemperatur, bei der Siedetemperatur des Wassers und des Anilins untersucht und ebenfalls die SUTHERLANDsche, PULUJsche und THIESENsche Formel mit meinen Messungen verglichen.

Die Bestimmung der Reibungskoeffizienten geschah nach der Transpirationsmethode, und zwar wurden die Versuche mit dem Apparat ausgeführt, dessen Beschreibung H. SCHULTZE in Ann. d. Phys. (4) 5, 141—145, 1901, gibt. Nur die Werte der Konstanten der Kapillarröhre haben eine Änderung erfahren, da nach den Versuchen mit Luft durch eine Beschädigung des einen Endes der Kapillare eine Verkürzung derselben eintrat. Später machte

---

[1]) FR. KLEINT, Inaug.-Diss. Halle a. S. 1904 und Verh. d. D. Phys. Gesellsch. 7, 145—157, 1905.

[2]) W. SUTHERLAND, Phil. Mag. (5) 36, 507—531, 1893.

[3]) PULUJ, Sitzungsber. der k. Akad. der Wissensch. zu Wien 79 [2], 97—113 und 745—756, 1879; Carls Repert. 15, 578—592 und 633—642, 1879.

[4]) M. THIESEN, Verh. d. D. Phys. Gesellsch. 4, 348—360, 1902.

sich infolge eines Bruches der Kapillare eine vollständige Ersetzung derselben durch eine neue notwendig. Bei der Ausmessung dieser neuen Kapillare wurde genau nach der von H. SCHULTZE in den Ann. d. Phys. (4) 5, 147—151 angegebenen Methode verfahren. Für meine Reibungsversuche mit reinem Argon und der Argon-Helium-Gemische I—VII sind die Werte

$$L = 52{,}040\,\mathrm{cm}, \quad R = 0{,}007564\,\mathrm{cm},$$

und für die Versuche der Gasgemische VIII—X die Werte

$$L = 52{,}4074\,\mathrm{cm}, \quad R = 0{,}00694717\,\mathrm{cm}$$

anzusetzen.

Die Berechnung der Reibungskoeffizienten wurde nach der von H. SCHULTZE [1]) im Anschluß an O. E. MEYER [2]) angegebenen Formel

$$\eta_{abs.} = \pi . t \frac{[p_1 (2P + p_1) - p_2 (2P + p_2)] . g . 13{,}5957}{2 (P + p_1)} . \frac{R^4 . 13{,}5957 (1 + \alpha T)}{L . 8 M . (1 + 0{,}000181\,T)(1 + \alpha T')} . \left(1 + \frac{4\zeta}{R}\right)$$

durchgeführt.

Hierin bedeutet:

- η den Reibungskoeffizienten in absolutem Maße, wenn die übrigen Größen in Centimeter, Gramm und Sekunden ausgedrückt sind,
- t die Dauer des Versuches,
- P den korrigierten Barometerstand,
- p_1, p_2 die durch die Manometer angezeigten Drucke,
- g die Schwerebeschleunigung; für Halle = 981,14,
- R den Radius der Kapillare,
- L die Länge derselben,
- T die Temperatur des Wasserbades der Kugel P bzw. P' [3]),
- T' die Temperatur der Kapillare,
- M die erhaltene Masse Quecksilber und
- ζ den Gleitungskoeffizienten.

Zur Berücksichtigung der Gleitung für Luft wurden folgende Werte benutzt:

---

[1]) H. SCHULTZE, Ann. d. Phys. (4) 5, 154, 1901.
[2]) Pogg. Ann. 127, 263 ff., 1866.
[3]) Vgl. Figur von SCHULTZE in Ann. d. Phys. (4) 5, 1901.

bei Zimmertemperatur $\zeta_p = 0{,}000010 \frac{76}{p}$ cm [1]),

bei 100° . . . . . $\zeta_p = 0{,}000013 \frac{76}{p}$ cm [2]),

bei 183° . . . . . $\zeta_p = 0{,}000012 \frac{76}{p}$ cm [2]).

Für die untersuchten Gasgemische wurde die mittlere molekulare Weglänge L, die theoretisch gleich ζ ist, in Rechnung gesetzt. Man findet L aus der Beziehung

$$L_0 = \frac{\eta'_0}{0{,}28531 \,.\, \varrho_0 \,.\, G_0}$$ [3]).

Hierin bedeutet η'_0 den Reibungskoeffizienten ohne Berücksichtigung der Gleitung bei 0°, ϱ_0 die Dichte auf 76 cm Quecksilberdruck und 0° reduziert und G_0 den JOULE-CLAUSIUSschen Mittelwert der molekularen Geschwindigkeit, den man aus

$$G^2 = \frac{3 \,.\, 13{,}5957 \,.\, 981{,}14 \,.\, 76}{\varrho_0}$$

erhält.

Der mittlere Druck p in der Kapillare wurde nach der von WARBURG [4]) angegebenen Formel

$$p = \frac{P_0}{1 + \frac{P_0 - p_0}{P_0}}$$

berechnet, wenn

$$P_0 = P + p_1 \text{ bzw. } P + p_2$$

und

$$p_0 = P + p_2 \quad " \quad P + p_1 \text{ bedeuten.}$$

Die Dichten von Argon und Helium, sowie der einzelnen Gasgemische wurden durch Doppelwägungen ermittelt. Herr Prof. Dr. DORN hatte die Liebenswürdigkeit, zu diesem Zwecke mir die von ihm zu Radiumwägungen benutzte Wage mit Spiegelablesung zur Verfügung zu stellen, die gegen Wärmestrahlung, Erschütterung usw. geschützt war. Näheres über die besonderen Vorrichtungen hat bereits Prof. Dr. DORN [5]) angegeben. Die Dichtebestimmungen ergaben:

---

[1]) KUNDT und WARBURG, Pogg. Ann. 155, 337 und 525, 1875.
[2]) P. BREITENBACH, Wied. Ann. 67, 826, 1899.
[3]) O. E. MEYER, Kin. Theorie der Gase, 2. Aufl., 1899, S. 189 und 56.
[4]) WARBURG, Pogg. Ann. 159, 400, 1876.
[5]) Phys. ZS. 4, 530, 1903.

für Argon 19,946 bezogen auf $O = 16$,
für Helium 2,066 „ „ $O = 16$.

Da spektrometrische Untersuchungen im hiesigen Institut [1]) ergeben haben, daß das Helium hauptsächlich Argon als Verunreinigung (und zwar 0,573 Volumenprozente) enthält, so setzte ich bei der Berechnung des Prozentgehaltes der Gemische an Argon und Helium die Dichte des reinen Heliums mit 1,98 an.

Zur Analyse der Gasgemische [2]) wurden in den meisten Fällen zwei Dichtebestimmungen gemacht, die eine vor den Reibungsversuchen, die andere nach denselben. Da die Übereinstimmung der beiden Dichtebestimmungen stets eine gute war [3]), so wurde zur Berechnung des Prozentgehaltes der Mischung an Argon bzw. Helium der arithmetische Mittelwert aus den beiden gefundenen Dichten angesetzt. Bedeuten nun S die Dichte des Gemisches, s und s' die Dichten der einzelnen Gase, so bestimmt sich der Prozentgehalt an dem Gase mit der Dichte s' durch die Beziehung

$$q = 100 \cdot \frac{S - s}{s' - s}.$$

Das Argon wurde im wesentlichen nach der von RAMSAY und TRAVERS angegebenen Methode dargestellt. Eine nähere Beschreibung findet sich in den Ann. d. Phys. (4) 5, 156—160, 1901. Abänderungen der dort beschriebenen Anordnung betrafen nur die praktische Seite. Ein Funken des Argons in Sauerstoff wurde nicht vorgenommen. Wie schon erwähnt, ergab eine Dichtebestimmung die Dichte 19,946 (bezogen auf $O = 16$).

Das von mir benutzte Helium war von R. SCHMIDT durch Ausglühen von Monazitsand in der von H. SCHULTZE [4]) näher angegebenen Weise gewonnen und in einer Pipette nach SALET unter Überdruck aufbewahrt. Eine spektralanalytische Untersuchung ließ außer Argon keine Verunreinigung erkennen.

Zur Herstellung der Argon-Helium-Gemische diente die in der beigegebenen Tafel skizzierte Anordnung: Durch das T-Stück

---

[1]) J. SCHNIEDERJOST, Inaug.-Diss. Halle 1904, S. 19.

[2]) Näheres über die Ausführung der Dichtebestimmungen findet sich bei R. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 14, 812—814, 1904.

[3]) Die Abweichungen der Dichtebestimmungen von ihrem Mittel betrugen im Durchschnitt 0,16 Proz., im Max. 0,28 Proz.

[4]) H. SCHULTZE, Ann. d. Phys. (4) 6, 303, 1901.

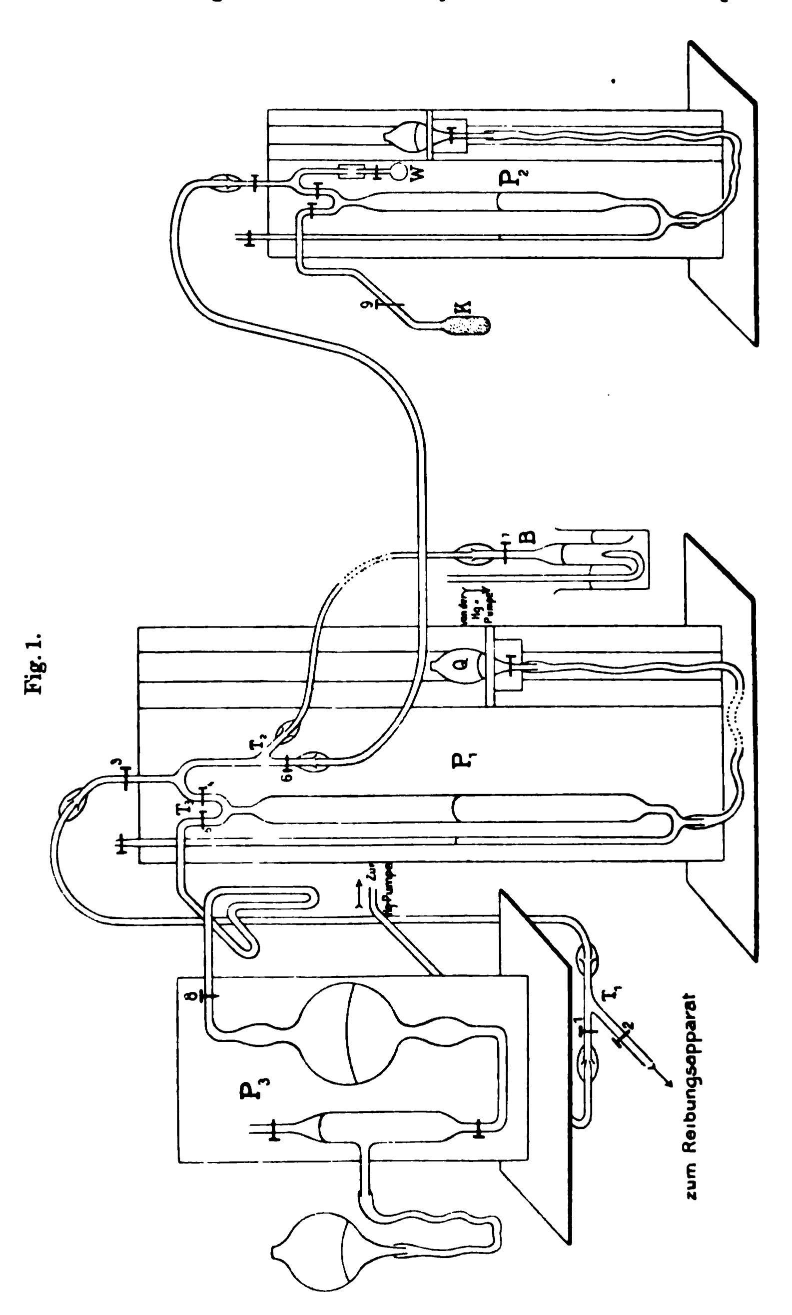


Fig. 1.

T_1 steht die Quecksilberpumpe einmal mit dem Reibungsapparat, sodann mit der Pipette P_1 in Verbindung. An die Pipette P_1 ist weiterhin durch das T-Stück T_2 die ihr ähnliche Pipette P_2 und die Bürette B angeschlossen, die über das Auslaßrohr der Quecksilberpumpe gesetzt werden kann; außerdem ist an das T-Stück T_3 der Pipette P_1 die SALETsche Pipette P_3 angeschmolzen [1]). P_1 dient zur eigentlichen Herstellung der Gasgemische, P_2 zur Druckbestimmung des Gemisches in der Wägekugel W, P_3 enthält das Helium; das reine Argon (bzw. das zuletzt untersuchte Argon-Helium-Gemisch) befindet sich im Reibungsapparat. Der Vorgang ist nun folgender: Das ganze System wird bis zum Reibungsapparat und bis zum Hahn 8 mit der Quecksilberpumpe scharf evakuiert, nachdem sämtliche Teile auf Dichtigkeit geprüft sind. Sodann werden die Hähne 1, 5 und 6 geschlossen und das Argon (bzw. Argon-Helium-Gemisch) aus dem Reibungsapparat in die so angeschlossene Pipette P_1 durch Senken der Füllkugel übergeführt. Nachdem der Hahn 4 geschlossen ist, kann man nach Öffnen von Hahn 1 und Übersetzen der Bürette B über das Auslaßrohr der Quecksilberpumpe das in den Verbindungen sich noch befindende Argon in die Bürette B pumpen, aus der es jederzeit wieder in das System zurückgeleitet werden kann. Durch Öffnen von Hahn 8 und 5 wird nun die gewünschte Menge Helium aus der Pipette P_3 zu dem reinen Argon (bzw. Argon-Helium-Gemisch) in P_1 gebracht. Nach längerem Stehenlassen des so erhaltenen Gasgemisches und nach mehrmaligem Heben und Senken des Quecksilberbehälters Q der Pipette P_1 ist eine gleichmäßige Durchmischung der beiden Gase erreicht. Vor der eigentlichen Untersuchung des Gasgemisches im Reibungsapparat wurde in den meisten Fällen zunächst die Dichte des betreffenden Gemisches durch Doppelwägung bestimmt. Der weitere Verlauf ist also folgender: Nachdem Hahn 3 geschlossen ist, wird durch Öffnen der Hähne 4 und 6 ein Teil Gasgemisch in die scharf evakuierte Pipette P_2 und die daran angeschlossene Wägekugel W übergeführt und der Druck des Gasgemisches in der Wägekugel

[1]) Zu längeren Verbindungen war Bleirohr verwendet worden, das in die betreffenden Glasröhren mit Siegellack eingekittet war, worüber eine Schicht Klebwachs fest angedrückt war. Die übrigen Verbindungen waren durch Verblasen hergestellt. Gummiverbindungen waren vermieden.

mittels eines genauen Kathetometers, Barometers und Thermometers bestimmt. Nach Beendigung der Ablesungen wird der Hahn der Wägekugel geschlossen, letztere abgenommen und in der schon angegebenen Weise gewogen. Nachdem die Masse des mit Gasgemisch gefüllten Ballons durch Doppelwägung bestimmt ist, wird derselbe wieder an P_2 angeschlossen; nach nochmaligem scharfen Evakuieren sämtlicher Verbindungen und des Reibungsapparates wird das Gasgemisch aus P_2 und der Wägekugel nach P_1 und von da mit der übrigen Gasmenge in den Reibungsapparat gedrückt. Gasgemisch, das in den Verbindungen zurückbleibt, wird in die Bürette B gepumpt und bei der darauffolgenden Mischung verwendet. Auf diese Weise wurden die Mischungen I bis IX hergestellt. — Da nun größere Mengen von Helium nicht mehr zur Verfügung standen, andererseits die Untersuchung eines Gemisches von noch höherem Prozentgehalt an Helium wünschenswert war, wurde dem zuletzt untersuchten Argon-Helium-Gemisch auf Grund der Beobachtungen, die DEWAR [1]) über die Okklusion der Gase durch Holzkohle bei tiefen Temperaturen gemacht hatte, Argon entzogen. In der betreffenden Arbeit zeigt DEWAR, daß Holzkohle bei Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft oder gar des flüssigen Wasserstoffs ein großes Absorptionsvermögen für gewisse Gase besitzt, und gibt an, daß 1 cm^3 frisch ausgeglühte Holzkohle bei -185^0 175 cm^3 Argon, jedoch nur 15 cm^3 Helium okkludiert. Dieses starke Absorptionsvermögen der Kohle für Argon haben S. VALENTINER und R. SCHMIDT [2]) benutzt, um Neon, Krypton und Xenon von Argon zu trennen. Gestützt auf die von S. VALENTINER und R. SCHMIDT im hiesigen Institut gemachten Erfahrungen benutzte ich also ebenfalls dieses starke Absorptionsvermögen der Kohle für Argon, um den Prozentgehalt an Helium in dem zuletzt untersuchten Argon-Helium-Gemisch zu erhöhen. Zu dem Zwecke wurde an die Pipette P_2 ein kleiner Kolben K mit ausgeglühter Kohle angeschmolzen, um den nach scharfem Evakuieren ein Gefäß mit flüssiger Luft ge-

---

[1]) DEWAR, Sur l'occlusion des gaz par le charbon de bois aux basses températures et sur le dégagement de chaleur qui l'accompagne. Ann. de chim. et d. phys. (8) 3, 5, 1904.

[2]) S. VALENTINER und R. SCHMIDT, Neue Methode der Darstellung von Neon, Krypton, Xenon. Ann. d. Phys. (4) 18, 187—197, 1905.

bracht wurde. Durch Öffnen von Hahn 9 wurde das Argon-Helium-Gemisch, das vorher in die Pipette P_2 gebracht war, mit der Kohle in Berührung gebracht, und letztere längere Zeit auf der Temperatur der flüssigen Luft gehalten. Nachdem genügend Argon von der Kohle absorbiert war, wurde der Hahn 9 geschlossen und das so erhaltene, an Helium reichere Gasgemisch in der oben beschriebenen Weise untersucht.

Erwähnt sei noch, daß in Geisslerröhren, die an die Quecksilberpumpe angeschmolzen waren, jedesmal das betreffende Argon-Helium-Gemisch daraufhin geprüft wurde, ob etwa durch Undichtwerden irgend eines Teiles des Systemes Luft in dasselbe eingedrungen war. Diese spektralanalytischen Untersuchungen, bei denen ich in liebenswürdiger Weise von Herrn Dr. R. SCHMIDT unterstützt wurde, ließen bei keiner Mischung irgend eine Verunreinigung an Stickstoff, Wasserstoff, Kohle oder anderen fremden Bestandteilen erkennen.

Vor Beginn der eigentlichen Versuche wurde geprüft, ob der Apparat auch mit den neuen Konstanten der Kapillarröhre richtige Werte liefert. Zu diesem Zwecke wurden Vorversuche mit trockener, kohlensäurefreier Luft angestellt. Diese Vorversuche ergaben:

$$\eta_{15} . 10^7 = 1812; \quad \eta_{99,7} . 10^7 = 2211; \quad \eta_{182,9} . 10^7 = 2568,$$

welche mit den von SCHULTZE gefundenen Werten

$$\eta_{15} . 10^7 = 1811; \quad \eta_{99,7} . 10^7 = 2208; \quad \eta_{182,9} . 10^7 = 2571$$

nahe übereinstimmen.

Ich lasse nun eine Zusammenstellung der mit den Mischungen zwischen Argon und Helium angestellten Reibungsversuche folgen (s. S. 230).

Nach der Formel von SUTHERLAND

$$\eta_\vartheta = \eta_0 \frac{1 + \alpha C}{1 + \frac{C}{\Theta}} \sqrt{1 + \alpha \vartheta} \; ^{1)}$$

wurden nun die η_0 und C für Argon und jedes Argon-Helium-Gemisch nach der Methode der kleinsten Quadrate ermittelt, dann die gefundenen Werte wieder in diese Formel eingesetzt und so die unter berechnet angeführten Werte erhalten. Wie zu er-

[1]) In dieser Formel bedeuten ϑ die jeweilige Versuchstemperatur, Θ die absolute Temperatur, C die Kohäsionskonstante.

Mischung	Ar Proz.	He Proz.	T	p_1 (p_2)	p_2 (p_1)	P	$\eta'.10^7$	$\eta.10^7$
			12,0			74,850	2189	2200[1]
	100,000	0,000	99,6	13,820	2,891	74,836	2732	2746
			183,0			74,618	3214	3231
			12,6			74,866	2207	2219
I. . . .	95,074	4,926	99,8	13,820	2,891	75,096	2731	2745
			182,7			74,519	3201	3218
			11,3			75,099	2205	2217
II. . . .	90,930	9,070	99,6	13,820	2,891	75,060	2753	2768
			183,1			75,004	3227	3244
			13,7			75,171	2232	2244
III. . . .	85,715	14,285	99,9	13,820	2,891	75,814	2769	2784
			184,3			76,185	3236	3254
			19,7			74,953	2281	2294
IV. . . .	80,744	19,256	99,6	13,820	2,891	75,355	2774	2790
			183,1			75,197	3231	3250
			20,5			75,763	2288	2301
V. . . .	77,055	22,945	99,8	13,820	2,891	75,645	2769	2785
			—			—	—	—
			22,1			75,183	2302	2316
VI. . . .	68,458	31,542	99,5	13,820	2,891	75,034	2760	2777
			183,1			75,609	3233	3253
			21,6			75,351	2326	2341
VII. . . .	61,193	38,807	99,4	13,820	2,891	75,325	2789	2807
			183,6			75,754	3223	3244
			20,9			75,314	2317	2334
VIII. . . .	53,374	46,626	99,5	13,820	2,891	75,290	2764	2785
			—			—	—	—
			19,1			76,114	2282	2303
IX. . . .	29,174	70,853	99,9	13,820	2,891	76,050	2726	2752
			—			—	—	—
			18,9			75,488	2222	2246
X. . . .	19,215	80,785	99,8	13,820	2,891	75,781	2630	2658
			183,0			75,669	3007	3039

[1]) H. SCHULTZE fand (Ann. d. Phys. (4) 5, 165, 1901) für die Temperaturen 12,0°, 99,6°, 183,0° die Werte $\eta . 10^7 = 2190, 2732, 3220$.

He Proz.	Ar Proz.	C	$\eta_0 . 10^7$	$\eta . 10^7$ berechnet	$\eta . 10^7$ beobachtet	$\vartheta (T')$	Differenz Proz.
0,000	100,000	164,1	2119	2200 2753 3227	2200 2746 3231	12,0 99,6 183,0	0,00 — 0,25 + 0,12
4,926	95,074	150,8	2132	2216 2755 3215	2219 2745 3218	12,6 99,8 182,7	+ 0,14 — 0,37 + 0,09
9,070	90,930	150,2	2143	2218 2768 3233	2217 2768 3244	11,3 99,6 183,1	— 0,05 0,00 + 0,34
14,285	85,715	150,4	2153	2245 2782 3255	2244 2784 3254	13,7 99,9 184,3	— 0,04 + 0,07 — 0,03
19,256	80,744	143,7	2166	2296 2789 3252	2294 2790 3250	19,7 99,6 183,1	— 0,08 + 0,04 — 0,06
22,945	77,055	139,1	2165	2301 2785	2301 2785	20,5 99,8	— —
31,542	68,458	142,8	2166	2312 2787 3250	2316 2777 3253	22,1 99,5 183,1	+ 0,17 — 0,37 + 0,09
38,807	61,193	116,6	2207	2345 2803 3247	2341 2807 3244	21,6 99,4 183,6	— 0,17 + 0,14 — 0,09
46,626	53,374	106,0	2205	2334 2785	2334 2785	20,9 99,5	— —
70,853	29,147	96,5	2189	2303 2752	2303 2752	19,1 99,9	— —
80,785	19,215	78,2	2142	2248 2663 3042	2246 2658 3039	18,9 99,8 183,0	— 0,08 — 0,19 — 0,10
100,000	0,000	80,3	1891	1967 2353 2697	1969 2348 2699	15,3 99,6 184,6	+ 0,10 — 0,21 + 0,07

warten war, stimmten die berechneten Werte mit den beobachteten sehr gut überein, so daß man also mit Hilfe der berechneten Werte von η_0 und C den betreffenden Reibungskoeffizienten für beliebige Temperaturen finden kann.

Die Tabelle auf S. 231 gibt eine Übersicht über die betreffenden Resultate.

Gleichzeitig habe ich nach SUTHERLANDS Formel die Werte für $\eta_0 . 10^7$, $\eta_{15} . 10^7$, $\eta_{100} . 10^7$ und $\eta_{183} . 10^7$ berechnet, die ich in der folgenden Tabelle zusammenstelle.

He Proz.	Ar Proz.	$\eta_0 . 10^7$	$\eta_{15} . 10^7$	$\eta_{100} . 10^7$	$\eta_{183} . 10^7$
0,000	100,000	2119	2220	2756	3227
4,926	95,074	2132	2231	2756	3217
9,070	90,930	2143	2243	2770	3232
14,285	85,715	2153	2253	2783	3248
19,256	80,744	2166	2266	2791	3252
22,945	77,055	2165	2264	2784	—
31,542	68,458	2166	2266	2790	3250
38,807	61,193	2207	2303	2806	3244
46,626	53,374	2205	2299	2788	—
70,853	29,147	2189	2280	2753	—
80,785	19,215	2142	2226	2664	3042
100,000	0,000	1891	1966	2355	2691

Aus dieser Tabelle geht also hervor, daß durch Zusetzen von Helium zu Argon der Reibungskoeffizient des letzteren vergrößert wird. Da der Reibungskoeffizient von Helium kleiner als der von Argon ist, sollte man eigentlich das Gegenteil erwarten. Dieses Ansteigen geht bis zu einem Maximum von etwa 40 Proz. He und 60 Proz. Ar. Von da an fällt der Reibungskoeffizient wieder, und zwar in weit stärkerem Maße, als er ansteigt. Diese merkwürdige Tatsache ist bis jetzt nur an Mischungen von Wasserstoff mit anderen Gasen bemerkt worden, und zwar zuerst von GRAHAM. PULUJ fand dann ebenfalls dieses Resultat, als er zur Prüfung der von ihm aufgestellten Formel Mischungen von Wasserstoff und Kohlensäure untersuchte, und zwar fand er ein Ansteigen des Reibungskoeffizienten der reinen Kohlensäure durch Hinzufügen von Wasserstoff bis zu einem Maximum von 25 Proz. Wasserstoff und 75 Proz. Kohlensäure.

Zur Prüfung der Formeln von PULUJ und THIESEN wurden die Reibungskoeffizienten der Gemische nach diesen beiden Formeln aus denen der reinen Gase berechnet und mit den von mir beobachteten Werten verglichen. Die PULUJsche Formel lautet:

$$\eta = \eta_1 \frac{\sqrt{p_1 + \frac{m_2}{m_1} p_2}}{\left[p_1 + \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right)^{3/2} \cdot p_2\right]^{2/3}},$$

worin η den Reibungskoeffizienten der Mischung, η_1 und η_2 die ihrer Bestandteile, p_1 und p_2 die Partialdrucke ($p_1 + p_2 = 1$) und m_1 und m_2 die Molekulargewichte [1]) der reinen Gase bedeuten.

Nach THIESEN besteht die Beziehung:

$$\eta = \frac{\eta_1}{1 + \frac{a_{12}}{a_{11}} \frac{\varphi_2}{\varphi_1}} + \frac{\eta_2}{1 + \frac{a_{21}}{a_{22}} \cdot \frac{\varphi_1}{\varphi_2}},$$

worin η, η_1 und η_2 dieselben Bedeutungen wie bei PULUJ haben und unter φ_1 und φ_2 die Volumenprozente der Mischung, unter a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22} zu bestimmende Konstanten zu verstehen sind.

Ich habe nun nach der Methode der kleinsten Quadrate die in der THIESENschen Beziehung auftretenden Quotienten $A = \frac{a_{12}}{a_{11}}$ und $B = \frac{a_{21}}{a_{22}}$ für die auf die Temperaturen 15°, 100° und 183° reduzierten Beobachtungswerte ermittelt und sie dann wiederum in die THIESENsche Beziehung eingeführt.

In den folgenden Tabellen (s. S. 234) sind die nach PULUJ und THIESEN berechneten Werte den beobachteten gegenübergestellt. Index 1 bezieht sich auf Argon, Index 2 auf Helium.

Die angestellten Reibungsversuche haben also folgende Resultate ergeben:

1. Der Reibungskoeffizient von Argon wächst durch Hinzufügen von Helium bis zu einem Maximum bei etwa 40 Proz. Helium und 60 Proz. Argon.

2. Die Reibungskoeffizienten der untersuchten Gemische zwischen Argon und Helium können für die Temperaturen von

---

[1]) Die Molekulargewichte sind O. E. MEYERS Lehrbuch: „Kinet. Theorie der Gase“, 2. Aufl. 1899, S. 197, entnommen.

$m_1 = 39{,}50$ $m_2 = 4{,}30$ 15° $A = 0{,}343$ $B = 2{,}032$

p_1 (Ar)	p_2 (He)	$\eta \cdot 10^7$ beobachtet	$\eta \cdot 10^7$ berechnet nach Puluj	$\eta \cdot 10^7$ berechnet nach Thiesen	Differenz Puluj Proz.	Differenz Thiesen Proz.
1,000 00	0,000 00	2220	2220	2220	0,00	0,00
0,950 74	0,049 26	2231	2227	2230	+ 0,18	+ 0,05
0,909 30	0,090 70	2243	2234	2238	+ 0,40	+ 0,23
0,857 15	0,142 85	2253	2242	2249	+ 0,49	+ 0,18
0,807 44	0,192 56	2266	2250	2259	+ 0,71	+ 0,32
0,770 55	0,229 45	2264	2255	2266	+ 0,40	— 0,09
0,684 58	0,315 42	2266	2268	2280	— 0,08	— 0,64
0,611 93	0,388 07	2303	2277	2291	+ 1,13	+ 0,52
0.533 74	0,466 26	2299	2286	2299	+ 0,57	0,00
0,291 47	0,708 53	2280	2286	2282	— 0,26	— 0,09
0,192 15	0,807 85	2226	2256	2234	— 1,33	— 0,36
0,000 00	1,000 00	1966	1966	1966	0,00	0,00

$m_1 = 39{,}50$ $m_2 = 4{,}30$ 100° $A = 0{,}375$ $B = 1{,}957$

p_1 (Ar)	p_2 (He)	beobachtet	berechnet nach Puluj	berechnet nach Thiesen	Differenz Puluj Proz.	Differenz Thiesen Proz.
1,000 00	0,000 00	2756	2756	2756	0,00	0,00
0,950 74	0,049 26	2756	2764	2764	— 0,29	— 0,29
0,909 30	0,090 70	2770	2771	2771	— 0,04	— 0,04
0,857 15	0,142 85	2783	2780	2779	+ 0,11	+ 0,15
0,807 44	0,192 56	2791	2788	2786	+ 0,11	+ 0,18
0,770 55	0,229 45	2784	2793	2790	— 0,32	— 0,21
0,684 58	0,315 42	2790	2805	2799	— 0,54	— 0,33
0,611 93	0,388 07	2806	2814	2803	— 0,29	+ 0,11
0,533 74	0,466 26	2788	2821	2803	— 1,18	— 0,54
0,291 47	0,708 53	2753	2802	2746	— 1,75	+ 0,25
0,192 15	0,807 85	2664	2751	2677	— 3,65	— 0,48
0,000 00	1,000 00	2355	2355	2355	0,00	0,00

$m_1 = 39{,}50$ $m_2 = 4{,}30$ 183° $A = 0{,}446$ $B = 1{,}692$

p_1 (Ar)	p_2 (He)	beobachtet	berechnet nach Puluj	berechnet nach Thiesen	Differenz Puluj Proz.	Differenz Thiesen Proz.
1,000 00	0,000 00	3227	3227	3227	0,00	0,00
0,950 74	0,049 26	3217	3236	3234	— 0,59	— 0,53
0,909 30	0,090 70	3232	3243	3239	— 0,34	— 0,22
0,857 15	0,142 85	3248	3252	3245	— 0,12	+ 0,09
0,807 44	0,192 56	3252	3259	3249	— 0,22	+ 0,09
0,684 58	0,315 42	3250	3277	3253	— 0,82	— 0,09
0,611 93	0,388 07	3244	3284	3249	— 1,23	— 0,13
0,192 15	0,807 85	3042	3182	3041	— 4,67	+ 0,03
0,000 00	1,000 00	2691	2691	2691	0,00	0,00

0° bis 183° C sehr gut durch die SUTHERLANDsche Formel ausgedrückt werden.

3. Die PULUJsche Formel ist nur als Näherungsformel zu betrachten. Sie liefert im allgemeinen zu große Werte, wenn das leichtere Gas vorherrscht.

4. Die Theorie von THIESEN wird durch die vorliegenden Untersuchungen bestätigt. Mit Hilfe der gefundenen Werte der Konstanten können die Reibungskoeffizienten für beliebige Gemische zwischen Argon und Helium mit großer Annäherung berechnet worden. — Die Bedingung für das Bestehen einer „Diffusionskonstanten" ($a_{11} = a_{12} = a_{22} = a_{21}$) ist nicht erfüllt.

Halle a. S., Physikalisches Institut, Mai 1906.

Über die Reibung von Gasgemischen;
von M. Thiesen.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 203.)

Die Arbeit des Herrn TÄNZLER gibt mir zu einigen Bemerkungen Anlaß, die ich mir vorbehalte, später weiter auszuführen.

Herr TÄNZLER, wie schon vor ihm Herr KLEINT, zieht aus seinen Untersuchungen den Schluß, daß der Reibungskoeffizient gemischter Gase, soweit er von der Temperatur abhängt, das von SUTHERLAND und, soweit er vom Mischungsverhältnis abhängt, das von mir aufgestellte Gesetz befolge. Nun übersieht man aber leicht, daß die beiden Gesetze formell unvereinbar sind; entweder das eine oder das andere muß ungenau sein, falls nicht SUTHERLANDs Konstante für die Gase und ihre Mischungen dieselbe bleibt. Derselbe Widerspruch würde auch zwischen den Gesetzen von PULUJ und SUTHERLAND bestehen. Ich will nun zeigen, wie dieser Widerspruch unter Zugrundelegung meines Gesetzes am einfachsten zu beseitigen sei.

Es liegt kein Grund vor, an der Richtigkeit des SUTHERLANDschen Gesetzes für reine Gase zu zweifeln. Die von SUTHERLAND gegebene Ableitung freilich unterliegt in ihren Grundlagen wie auch in ihrer Durchführung sehr erheblichen Bedenken; aber die schließlich doch allein maßgebende Erfahrung stützt das Gesetz in sehr befriedigender Weise und widerlegt auch seine durch REINGANUM vorgeschlagene Modifikation.

Ist nun ϑ die absolute Temperatur, η_1 der Reibungskoeffizient, m_1 das Molekulargewicht eines Gases, sind α_{11} β_{11} Konstanten und gelten dieselben Bezeichnungen mit verändertem Index für ein zweites Gas, so läßt sich das SUTHERLANDsche Gesetz für die beiden Gase in die Form schreiben:

$$a_{11} = \frac{m_1}{\eta_1} = \alpha_{11}\,\vartheta^{-1/2} + \beta_{11}\,\vartheta^{-3/2};$$
$$\alpha_{22} = \frac{m_2}{\eta_2} = \alpha_{22}\,\vartheta^{-1/2} + \beta_{22}\,\vartheta^{-3/2}.$$

In meiner Theorie kennzeichnen die Größen a_{11} a_{22} die Verbreitungsgeschwindigkeit einer Molekel unter Molekeln derselben Art. Es liegt nahe, dieselbe Beziehung auch für die Verbreitung von Molekeln unter Molekeln anderer Art anzunehmen, also zu setzen:

$$a_{12} = \alpha_{12}\,\vartheta^{-1/2} + \beta_{12}\,\vartheta^{-3/2};$$
$$a_{21} = \alpha_{21}\,\vartheta^{-1/2} + \beta_{21}\,\vartheta^{-3/2}.$$

Da nun der Reibungskoeffizient η eines Gasgemisches, welches φ_1 Volumenteile des ersten und φ_2 Volumenteile des zweiten Gases enthält, nach meiner Theorie gegeben ist durch

$$\eta = \frac{m_1\varphi_1}{a_{11}\varphi_1 + a_{12}\varphi_2} + \frac{m_2\varphi_2}{a_{21}\varphi_1 + a_{22}\varphi_2},$$

so ist auch seine Abhängigkeit von der Temperatur der Form nach gegeben.

Da die Herren Kleint und Tänzler die Konstante der Sutherlandschen Formel für jede Mischung besonders berechneten, so ist durch die neue Formel die Zahl der Konstanten verringert worden. Immerhin ist es wünschenswert und wahrscheinlich auch möglich, die Zahl von acht Konstanten, welche hiernach nötig wäre, um die Reibung eines binären Gasgemisches für alle Mischungsverhältnisse und alle Temperaturen darzustellen, weiter herabzusetzen. Ich will hier zunächst mit aller Reserve zwei Beziehungen aufstellen, für welche sich theoretische Gründe anführen lassen und die auch durch die Beobachtungen Tänzlers gestützt werden. Es soll sein

$$\alpha_{12} = \alpha\sqrt{m_1}; \quad \alpha_{21} = \alpha\sqrt{m_2};$$
$$\beta_{12} = \beta\sqrt{m_2}; \quad \beta_{21} = \beta\sqrt{m_1}.$$

Bestätigen sich diese Beziehungen, so brauchten Mischungen nur bei einer Temperatur untersucht zu werden, falls die Molekulargewichte der untersuchten Gase hinreichend verschieden sind.

Einer genaueren Prüfung solcher Beziehungen steht immer noch die Mangelhaftigkeit des vorliegenden Beobachtungsmaterials

im Wege. Erwünscht wären namentlich Untersuchungen an Mischungen von Gasen mit sehr verschiedenem Molekulargewicht, namentlich auch bei tiefen Temperaturen und vielleicht die Anwendung der HOLMAN-BESTELMEYERschen Methode. Augenblicklich dürften außer den Versuchen von KLEINT und TÄNZLER wesentlich nur noch die von BREITENBACH in Frage kommen; leider scheinen dessen an sich gute Resultate für ein Gemisch von nahe gleichen Teilen Kohlensäure und Wasserstoff bei 100° einen gröberen Irrtum (von etwa 100 Einheiten in $10^7 \eta$) zu enthalten, der den Verlauf der Kurve arg entstellt.

Temperatur nichtleuchtender, mit Metallsalzen gefärbter Flammen;

von F. Kurlbaum und Günther Schulze.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)
(Vgl. oben S. 181.)

Zur Messung der Temperatur leuchtender Flammen hat der eine von uns eine Methode benutzt, der folgende Überlegung zugrunde liegt [1]).

Es bestehe eine strahlende Schicht aus sehr vielen, sehr dünnen parallelen Schichten; das Emissionsvermögen jeder Schicht für eine bestimmte Temperatur und einen bestimmten Wellenlängenbezirk innerhalb eines bestimmten räumlichen Winkels nahezu senkrecht zur Schichtebene sei gleich ε, ihr Absorptionsvermögen gleich α.

Dann strahlt die äußerste Schicht die Energiemenge ε, die dahinter liegende Schicht $\varepsilon(1-\alpha)$, die $(n+1)^{te}$ Schicht $\varepsilon(1-\alpha)^n$ aus.

Die Summe dieser Emissionen ist dann, rein rechnerisch, gleich $\frac{\varepsilon}{\alpha}$. Dieser Betrag muß, da das KIRCHHOFFsche Gesetz von der Emission und Absorption auch für sehr dünne Schichten gelten muß, gleich e, d. h. gleich der Emission des schwarzen Körpers sein, also

$$\frac{\varepsilon}{\alpha} = e = \frac{E}{A}.$$

Die Gesamtemission genügend vieler dünner Schichten, über deren Emission und Absorption keine weitere Annahme gemacht ist, als daß sie größer als 0 sind, führt also zur Emission des schwarzen Körpers. Dies hat seinen Grund darin, daß bei der Betrachtung durch die Vernachlässigung des Reflexionsvermögens der Körper als schwarzer Körper definiert ist, wie bei früherer Gelegenheit betont wurde [2]).

---

[1]) F. KURLBAUM, Phys. ZS. 3, 187—188, 1902.
[2]) F. KURLBAUM, Wied. Ann. 67, 854, 1899.

Nimmt man eine geringe Anzahl dünner Schichten und bezeichnet deren Gesamtemissionsvermögen und Absorptionsvermögen mit ε_r und α_r, so ist stets

$$\frac{\varepsilon_r}{\alpha_r} = \frac{\varepsilon}{\alpha} = e.$$

Denkt man sich hinter einer geringen Anzahl solcher Schichten einen gleich temperierten schwarzen Körper stehend, so ist $\varepsilon_r = e\alpha_r$, d. h. die Emission der vor dem schwarzen Körper stehenden Schichten ist gleich dem Betrage, welchen die Schichten von der Strahlung des schwarzen Körpers absorbieren. Die Strahlung des schwarzen Körpers bleibt also die gleiche, ob die Schichten davor stehen oder nicht.

Dies gilt natürlich nur so lange, als die Temperatur der Schichten und die Temperatur des schwarzen Körpers gleich sind. Ist die Temperatur der Schichten niedriger, so wird ε_r als Funktion der Temperatur kleiner, während α_r und also auch $e\alpha_r$ angenähert dasselbe bleibt, d. h. die Strahlung des schwarzen Körpers erscheint geschwächt, wenn die Schicht davor geschoben wird. Umgekehrt verhält es sich, wenn die Schicht heißer ist. Man hat also ein einfaches Kriterium für die Gleichheit der Temperatur der strahlenden Schicht und des schwarzen Körpers.

Solche strahlenden Schichten sind nun sehr wahrscheinlich in leuchtenden Flammen vorhanden; sie werden durch fein verteilte feste Kohlenstoffpartikelchen gebildet, welche, in der Flamme suspendiert, bei der entsprechenden Temperatur strahlen.

Spricht man in diesem Sinne von der Temperatur der Flammen, so kann damit also nur die Temperatur der festen Kohlenstoffteilchen gemeint sein. In verschiedenen Teilen einer Flamme kann die Temperatur natürlich sehr verschieden sein, auch können in unmittelbarster Nähe der festen Teilchen ganz andere und ganz anders definierte Temperaturen bestehen.

Mit Hilfe des oben skizzierten Kriteriums läßt sich also die Temperatur leuchtender Flammen bestimmen, in diesem Zusammenhang kann aber auch nach der Temperatur nichtleuchtender Flammen gefragt werden, denen eine spezifische Strahlung durch Einführung von Metallsalzen verliehen ist.

Wäre die Strahlung eine reine Temperaturstrahlung, so wäre die Messung der Temperatur nach dem KIRCHHOFFschen Prinzip

der Umkehrung der Linien einwandfrei, bekanntlich gehen aber die Meinungen über das Wesen dieser Strahlung noch sehr auseinander.

Die Frage kann aber auch so gestellt werden: „Welche Temperatur erhält man für derartige Flammen unter der Voraussetzung reiner Temperaturstrahlung?“ Andererseits gestatten vielleicht die Resultate, einen Schluß zu ziehen, ob es sich um reine Temperaturstrahlung oder um sogenannte chemische Strahlung handelt. In diesem Sinne möchten wir die folgenden Messungen aufgefaßt wissen, die sich auf eine Spiritusflamme, eine Leuchtgasflamme des Bunsenbrenners und eine Wasserstoffflamme beziehen.

Die einfachste Versuchsanordnung wäre die, vor den schwarzen Körper die betreffende Flamme mit Natriumdampf zu stellen, spektral zu zerlegen und bei Regulierung der Temperatur des schwarzen Körpers auf die Umkehrung der Linien zu achten. Hierbei stellen sich zwei Übelstände des schwarzen Körpers heraus: erstens lassen sich wegen seiner großen Wärmekapazität nur sehr langsam Temperaturänderungen vornehmen, zweitens darf seine Temperatur nicht wesentlich über 1550° C gesteigert werden, da sich sonst seine Masse durchbiegt.

Dagegen lassen sich leicht und schnell mit einer Nernstlampe Temperaturen zwischen 1300 und 2150° C durchlaufen, und die Nernstlampe kann, wie wir früher gezeigt haben, mit Hilfe eines schwarzen Körpers selbst als schwarzer Körper geeicht werden, trotzdem die Nernstlampe sehr selektiv strahlt. Hierbei wird die schwarze Strahlung der Nernstlampe für verschiedene Wellenlängen als Funktion des zugehörigen Lampenstromes dargestellt. Wegen dieser Eichung muß auf das unten stehende Zitat verwiesen werden [1]).

Mit Hilfe der an den schwarzen Körper angeschlossenen Nernstlampen wurde die Messung der Temperatur der drei Flammen ausgeführt. Die Flamme stand dicht vor der Nernstlampe, während eine Linse ein scharfes Bild des horizontalen Nernstfadens auf dem Spalt eines Spektrometers entwarf.

---

[1]) F. Kurlbaum u. Günther Schulze, Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 427—434, 1903.

Die frei brennende Nernstlampe war zum Schutz gegen Luftströmungen in eine innen geschwärzte Messingkappe eingeschlossen, welche nur die für den Strahlengang notwendigen Öffnungen besaß.

Die Färbung der Flammen wurde durch Carbonate oder Chloride von Li, Na, K, Rb und Tl bewirkt, welche sich in einer Platinöse in der Flamme befanden.

Im Spektrometer zeigte sich das kontinuierliche Spektrum der Nernstlampe als scharf begrenztes schmales Band, über welches die Linien der Salze gelagert waren. Es wurde nun die Helligkeit der Nernstlampe so lange kontinuierlich verändert, bis die Linie gleiche Helligkeit wie das Spektrum zeigte, also vor dem Spektrum verschwand, und zwar wurde diese Einstellung abwechselnd vom helleren und vom dunkleren kontinuierlichen Spektrum aus bewirkt.

Durch Vorversuche mußte noch der Einfluß verschiedener Fehlerquellen untersucht werden. Zunächst fragt es sich, ob verschiedene Salze desselben Metalles die gleiche Temperatur ergeben. Die Versuche wurden mit dem Bunsenbrenner ausgeführt, während sich die Salzperle stets genau an derselben Stelle befand. Die Resultate sind folgende:

$NaCl$	Na_2CO_3	Na_2SO_4	$LiCl$	Li_2CO_3
1707	1663	1646	1690	1695° C.

Es besteht also wenigstens bei Natrium ein Unterschied zwischen verschiedenen Salzen, so daß bei Vergleich verschiedener Metalle nur Salze derselben Säuren verglichen werden dürfen.

Die Untersuchung an der Bunsenflamme und der Wasserstoffflamme ergab, daß die Temperaturen in verschiedener Höhe und an verschiedenen Stellen eines Horizontalschnittes sehr verschieden sind. Um vergleichbare Resultate zu erhalten, wurde die Platinöse in die Mitte zwischen vorderem Flammensaum und vorderem Saum des dunkeln Innenkegels eingeführt. Die Öse befand sich ungefähr 4 cm über dem unteren Flammenrande, zur Beobachtung wurde ein Stück der Flamme benutzt, das etwa 8 cm über dem unteren Flammenrande lag, die Höhe der Flammen betrug ungefähr 18 cm.

Der mit Docht brennende Spiritus war 96 proz., der Bunsenbrenner besaß die übliche Form und der Wasserstoff war der in Bomben käufliche.

Endlich wurde untersucht, ob ein Prisma und ein Gitter in den verschiedenen Ordnungen des Spektrums, also bei verschiedener Auflösung der Linien, die gleichen Temperaturen ergeben. Bei spektraler Zerlegung mit dem Gitter konnte auf die einzelnen Teile der, besonders in der Wasserstoffflamme, kompliziert gebauten Natriumlinien eingestellt werden. Saum und Kern der Linien, die unter verschiedenen Bedingungen leicht zur Selbstumkehr neigen, ergeben wesentlich verschiedene Temperaturen. Bei den übrigen Linien wurde eine Selbstumkehr nicht beobachtet.

Nach diesen Vorarbeiten wurde eine große Zahl von Beobachtungen mit verschiedenen geeichten Nernstlampen von verschiedenen Beobachtern ausgeführt, unter mannigfachen Variationen der Versuchsanordnung. Die Mittelwerte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt.

Benutztes Salz:	KCl (rote Linie)	Li_2CO_3	LiCl	Na_2CO_3	NaCl	TlCl	RbCl	KCl (blaue Linie)
$\lambda = 0, \ldots \ldots \mu$	768	671	671	589	589	535	421	405
Spiritusflamme . °C	—	—	1445	1409	—	1476	—	—
Bunsenflamme . „	1778	1695	1690	1660	1718	1751	1812	—
Wasserstoffflamme „	1915	1859	1844	1872	—	1924	1945	1954

Die Tabelle zeigt, daß die Methode des Verschwindens der Spektrallinien für die drei Flammen drei verschiedene Temperaturen ergibt, welche mit den wahren Temperaturen dieser Flammen wohl einigermaßen übereinstimmen. Die wesentliche Energiequelle für die Strahlung ist daher wohl in der Temperatur der Flammen zu suchen, womit aber nicht gesagt sein soll, daß die Strahlung als Temperaturstrahlung aufzufassen ist. Zugleich macht sich aber ein chemischer Einfluß geltend, da verschiedene Salze verschiedene Temperaturen für dieselbe Flamme ergeben.

Schaltet man die Natriumlinien, die wegen ihrer Neigung zur Selbstumkehr und zur Verbreiterung ein ungeeignetes Objekt sind, und die rote Kaliumlinie aus einem später zu besprechenden Grunde in der Tabelle aus, so zeigt sich ein deutlicher Gang von tiefen zu hohen Temperaturen bei jeder Flamme, wenn man von

längeren zu kürzeren Wellenlängen fortschreitet. Es macht den Eindruck, als sei die gemessene Temperatur von der Wellenlänge abhängig.

Auf diesen Punkt wollen wir jedoch hier nicht eingehen, sondern nur erwähnen, daß ein Teil des Ganges wahrscheinlich in einer Abweichung von der WIEN-PLANCKschen Formel zu suchen ist, die ja allen diesen Messungen zugrunde liegt. Auf diesen Umstand werden wir in einer ausführlicheren Veröffentlichung zurückkommen.

Hier soll eine Erscheinung besprochen werden, die unabhängig von etwaigen Eichungsfehlern der Nernstlampe und unabhängig von der strengen Gültigkeit der WIEN-PLANCKschen Formel deutlich zutage tritt.

Bei Untersuchung des oben erwähnten Temperaturganges wurde festgestellt, daß die mit der Linie eines bestimmten Salzes gemessene Temperatur der Flamme durch Hinzufügen eines zweiten Salzes, welches eine höhere Temperatur anzeigt, sich deutlich erhöht. Die folgenden Tabellen zeigen hierauf bezügliche Messungen:

1. Einstellung auf die Lithiumlinie, Bunsenbrenner.

LiCl rein	LiCl mit NaCl	LiCl mit RbCl	LiCl mit KCl
1687	1721	1738	1749° C

2. Einstellung auf die Natriumlinie, Bunsenbrenner.

NaCl rein	NaCl mit LiCl	NaCl mit RbCl	NaCl mit KCl
1655	1655	1689	1690° C

3. Einstellung auf die Rubidiumlinie, Wasserstoffflamme.

RbCl rein	RbCl mit LiCl	RbCl mit NaCl	RbCl mit KCl
1965	1963	1966	1963° C

Die angegebenen Werte lassen erkennen, daß die Temperatur, gemessen an der Linie eines Salzes, erhöht wird, wenn ein anderes Salz mit einer kurzwelligeren Linie zugefügt wird, und zwar ist die Temperaturerhöhung um so größer, je größer die Differenz der Wellenlängen ist. Dagegen findet Temperaturerniedrigung einer kurzwelligen Linie durch eine langwellige nicht statt.

Die Temperaturerhöhung der Lithiumlinie durch RbCl beträgt 62°, der Temperaturunterschied zwischen der Lithiumlinie und der Rubidiumlinie 122° (s. Tab. S. 243). Die Temperaturerhöhung

der Natriumlinie durch RbCl beträgt 34°, der Temperaturunterschied zwischen der Natriumlinie und der Rubidiumlinie 94°.

Die durch den Zusatz eines fremden Salzes bewirkte Temperaturerhöhung einer Linie bleibt also hinter dem Temperaturunterschiede zwischen den Linien beider Salze wesentlich zurück, wenn die WIEN-PLANCKsche Formel streng gültig ist. Diese Temperaturerhöhung einer Linie bei Gegenwart einer anderen Linie fand in gleicher Weise statt, wenn das zweite Salz in einer besonderen Perle unter das erste geschoben wurde, so daß sich erst die Dämpfe der Salze in den Flammen mischten.

Wir haben selbst ursprünglich nicht recht an diese eigentümliche Temperaturerhöhung geglaubt, sondern vermutet, daß eine Fehlerquelle, z. B. diffuses Licht, vorhanden sei, da ja Prismen- und Gitterspektren unrein zu sein pflegen. Deshalb sind auch Versuche mit doppelter spektraler Zerlegung, d. h. mit zwei hintereinander geschalteten Spektrometern, angestellt. Das Bild der Nernstlampe mit der davor stehenden Flamme wurde auf den Spalt des ersten Spektrometers projiziert und das Okular des Fernrohres entfernt, so daß die Fernrohrlinse das Spektrum auf die Spaltvorrichtung des zweiten Spektrometers projizieren konnte. Auf diese Weise ließ sich ein kleines, sehr reines Stück des Spektrums im Fernrohr des zweiten Spektrometers beobachten.

Die Erscheinung war die gleiche wie bei einfacher spektraler Zerlegung, so daß die Temperaturerhöhung nicht angezweifelt werden kann. Dieselbe ist leicht zu beobachten, wenn man die Nernstlampe so einreguliert, daß eben die Umkehrung der Linie eintritt; das Einführen des kurzwelligeren Salzes in die Flamme läßt dann die Umkehrung der Linie wieder verschwinden. Im ersten Moment der Einführung des zweiten Salzes tritt allerdings eine Verstärkung der Umkehrung ein, weil die Einführung eines zweiten Platindrahtes die Temperatur der Flamme zunächst sehr erheblich herabsetzt.

Wenn es feststeht, daß sich die Linien verschiedener Salze in dieser Weise beeinflussen, so wird es nicht überraschen, wenn sich zwei Linien desselben Salzes, z. B. die rote und die blaue Linie des Kaliums, in ähnlicher Weise beeinflussen, namentlich bei Voraussetzung, daß das rote und das blaue Licht von verschiedenen getrennten Teilchen ausgesandt werde.

Es ist eine mögliche Annahme, daß die rote Kaliumlinie deshalb eine so viel höhere Temperatur als z. B. die Lithiumlinie angibt, weil sie durch die zugleich auftretende blaue Kaliumlinie beeinflußt wird. Aus diesem Grunde haben wir die rote Kaliumlinie bei Betrachtung des in der Tabelle, S. 243, auftretenden Temperaturganges ausgeschlossen. Wir sind uns aber bewußt, daß das vorliegende Material zu einer gründlichen Beurteilung der Frage zu gering ist, auch wären etwaige lichtstarke ultraviolette Linien zur Untersuchung mit heranzuziehen.

Es mußte nun noch festgestellt werden, ob die durch das Einführen eines zweiten Salzes bewirkte Temperaturerhöhung sich auf die gesamte Flamme oder nur auf besondere strahlende Teilchen bezieht. Deshalb wurde ein dünner Platindraht in der Flamme ausgespannt und seine schwarze Temperatur für rotes Licht mit dem optischen Pyrometer nach Holborn und Kurlbaum bestimmt.

Wenn nun ein solcher Draht wegen seiner Strahlung und Wärmeableitung die Temperatur der Bunsenflamme auch nicht annähernd annimmt, so zeigt er doch, wie diesbezügliche Versuche ergaben, selbst geringfügige Schwankungen der Flammentemperatur leicht an. Die Messung der schwarzen Temperatur dieses Drahtes ergab folgende Werte:

1.	In reiner Bunsenflamme	1412° C
2.	Nach Einführen von Li_2CO_3	1380 „
3.	Nach Einführen von Li_2CO_3 und RbCl	1379 „
4.	Nach Einführen von Li_2CO_3 und K_2CO_3	1372 „
5.	Nach Einführen von K_2CO_3	1385 „
6.	Nach Einführen einer Platinöse ohne Salz	1396 „

Die Flammentemperatur, im gewöhnlichen Sinne des Wortes, wird also durch das Einführen der Salzperlen nicht erhöht, sondern erniedrigt, wobei es gleichgültig ist, ob die Salze langwellige oder kurzwellige Linien emittieren. Die an den Linien gemessene Temperaturerhöhung ist also in diesem Zusammenhange eine scheinbare zu nennen und wohl auf das, was man chemische Strahlung zu nennen pflegt, zurückzuführen.

Endlich wurde noch festgestellt, daß die Temperatur der Lithiumlinie durch eine intensive Bestrahlung der Flamme mit Bogenlicht nicht erhöht wird.

Es soll hier nicht darauf eingegangen werden, wie wir uns diese eigentümliche Temperaturerhöhung vorstellen, da das Beobachtungsmaterial noch gering ist. Wenn man von der Natriumlinie absieht, so handelt es sich nur um vier verschiedene Wellenlängen und die zugehörigen Salze. Es ist aber schwierig, zahlreiches Beobachtungsmaterial herbeizuschaffen, da nur wenig brauchbare Linien mit genügend starkem Absorptionsvermögen vorhanden sind.

Wir möchten nur andeuten, in welcher Richtung sich unsere Vorstellungen bewegen, und weisen auf eine in dem Buche von J. J. Thomson [1]) aufgeführte Tabelle von A. Wilson hin, welcher folgende relativen Zahlen für die Leitfähigkeit und damit für die Ionisation verschiedener Metallsalze entnommen sind. Wilson fand für LiCl 1,29, NaCl 3,49, KCl 21,0, RbCl 41,4.

Wie man sieht, ist der Gang dieser Zahlen ähnlich dem in Tabelle S. 243 auftretenden Temperaturgang; der höheren Temperatur entspricht eine höhere Ionisation, für Thallium liegen leider keine Zahlen zur Vergleichung vor. Auch möchten wir auf die von verschiedenen Physikern vertretene Hypothese hinweisen, nach welcher das Leuchten der Metallsalze in den Flammen durch den Stoß negativer Elektronen hervorgerufen wird [1]).

Zum Schluß sei erwähnt, daß Féry [2]) die Temperatur verschiedener Flammen gleichfalls nach dem Prinzip der Umkehrung der Linien gemessen hat. Seine Temperaturskala ist mit Hilfe eines Absorptionspyrometers, welches dem Le Chatelierschen optischen Pyrometer ähnlich ist, hergestellt. Diese Skala scheint sich von der unserigen sehr wesentlich zu unterscheiden; Féry findet zwar für die Wasserstoffflamme die gleiche Temperatur wie wir, aber für die Spiritus- und Bunsenflamme eine rund 250 bzw. 150° höhere Temperatur.

Da er angibt, mit verschiedenen Salzen die gleiche Temperatur gefunden zu haben, so mußte ihm natürlich die Beeinflussung eines Salzes durch ein zweites Salz entgehen.

---

[1]) J. J. Thomson, Elektrizitäts-Durchgang in Gasen. Leipzig, B. G. Teubner, 1906.

[2]) Féry, C. R. 137, 909—912, 1903.

Über einen Versuch der Gebrüder Weber, transversale Luftschwingungen betreffend;

von H. Fricke.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 204.)

In der „Wellenlehre“ von WILHELM WEBER[1]) finden sich ausführliche Untersuchungen über die Wellen im freien Luftraume, die mit den gegenwärtig darüber in der Literatur verbreiteten Ansichten zum Teil in schroffem Widerspruche zu stehen scheinen. Die Versuche betreffen die Richtung, in der sich die Luftteilchen bewegen, wenn von einem schwingenden Stabe, z. B. einer Stimmgabel, Schallwellen nach allen Seiten ausgesandt werden.

Nach der Theorie von POISSON bewegen sich die Luftteilchen nur in der Fortpflanzungsrichtung des Schalles, und es scheint daraus zu folgen, „daß der Schall in der Richtung, in der der Stab hin und her schwingt, eine größere Intensität habe und also stärker vernommen werde, als senkrecht auf dieser Richtung“.

Die Gebrüder WEBER haben nun in verschiedenen in der „Wellenlehre“ eingehend beschriebenen Versuchen vermittelst einer Pappröhre die Intensität des Schalles in den verschiedenen Richtungen untersucht und kommen zu dem folgenden Resultat:

> „Die betreffende Beobachtung scheint sich erklären zu lassen, wenn man annimmt, daß, indem die Stimmgabel schwingt, nicht nur in der Richtung a (d. h. der Schwingungsrichtung) abwechselnd verdichtende und verdünnende Wellen ausgehen, sondern fast gleich starke Wellen auch in der Richtung von c (d. h. der Richtung senkrecht zur Schwingung) durch eine Art von Reibung. Letztere Wellen würden zwar ebenso schnell fortschreiten, als die in der Richtung von a ausgehenden; aber die Luftteilchen der von

---

[1]) WILHELM WEBERS Werke, Verlag von Springer, 5. Bd., S. 376 bis 380.

den Seiten c ausgehenden Wellen würden sich senkrecht auf die Richtung derselben bewegen. POISSON leugnet die Möglichkeit solcher Wellen in einem elastischen Fluidum. FRESNEL hat durch die Annahme von Wellen dieser Art die Erscheinung der Polarisation des Lichtes zu erklären gesucht, namentlich diejenige, daß polarisierte Lichtwellen, welche einander durchkreuzen, an den Stellen, wo sie zusammenfallen, sich weder verstärken noch aufheben, und daß also die Erscheinung der Interferenz in diesen Wellen nicht stattfindet."

Man kann die Ausführungen in den Satz zusammenfassen: Nach der Theorie von POISSON sind die Schallwellen um eine Stimmgabel Longitudinalwellen, die Experimente sprechen aber dafür, daß die Luft infolge der Reibung ebenso wie die Stimmgabel, also wie ein fester Körper, schwingt, d. h. je nach den Umständen longitudinal oder transversal. Es folgt weiter daraus, daß es auch beim Schall genau wie beim Licht eine Polarisation gibt.

Es ist ohne weiteres verständlich, daß in idealen Gasen, die keine innere Reibung besitzen, auch keine Transversalwellen möglich sind. In wirklichen Gasen mit innerer Reibung spielen sie aber nach der Ansicht WEBERS fast dieselbe Rolle wie Longitudinalwellen.

Die hier angeregten Fragen sind nun von großer Bedeutung für die elastische Lichttheorie. Man hat nämlich in neuerer Zeit aus der Transversalität der Lichtwellen geschlossen, der Äther müsse ein fester Körper sein. Dem widerspräche aber die Bewegung der Himmelskörper; die elastische Lichttheorie sei deshalb überhaupt zu verwerfen und durch die elektromagnetische zu ersetzen. So schreibt z. B. STARKE in seiner „Experimentellen Elektrizitätslehre": „In der Undulationstheorie des Lichtes wurden die Lichtwellen als durch elastische Schwingungen des Äthers entstanden angesehen. Es entstand für unsere Vorstellungskraft hierbei sofort ein, man kann wohl sagen, unüberwindliches Hindernis. Die Erscheinung der Polarisation des Lichtes zeigte, daß man sich diese elastischen Schwingungen als sicher transversaler Natur vorzustellen hatte. Nun liegt es aber in der Natur aller elastischen Erscheinungen begründet, daß transversale Schwingungen nur in

festen Körpern entstehen können. Damit Schwingungen eines Körpers zustande kommen, muß bei Verrückung desselben aus seiner Gleichgewichtslage eine mit der Verrückung größer werdende Kraft wirken, welche ihn in die Gleichgewichtslage zurückzuführen strebt. Das ist aber bei Flüssigkeiten und Gasen nicht der Fall. Diese setzen einer Verrückung ihrer Teilchen gar keinen Widerstand entgegen. Man mußte folglich den Äther als einen festen Körper ansehen, welcher jedoch der Bewegung der Himmelskörper keinen meßbaren Widerstand entgegensetzt. Dieser Widerspruch fand erst durch die Erkenntnis seine Lösung, daß die Lichtwellen gar nicht elastischer, sondern elektromagnetischer Natur sind. Die Beseitigung dieser Schwierigkeit bildet einen der Hauptvorzüge der elektromagnetischen Lichttheorie."

Es scheint nun aber zweifelhaft, ob es überhaupt notwendig ist, eine Entscheidung zwischen elektromagnetischer und elastischer Lichttheorie zu treffen. Hält man nämlich, wie dies offenbar die ursprüngliche Ansicht Faradays und Maxwells war, die elektromagnetischen Vorgänge für mechanische Spannungen und Strömungen im Lichtäther, so ist es nicht unmöglich, daß elastische und elektromagnetische Lichttheorie überhaupt identisch sind. Man würde dann aber genötigt sein, den Äther für ein Gas mit innerer Reibung zu halten. Daraus würden sich interessante Folgerungen für die Astronomie ergeben. Da nämlich bei der Bewegung der Erde um die Sonne eine merkliche Reibung nicht stattzufinden scheint, müßte man annehmen, daß der Äther sich in gleicher Weise mitbewege, daß die astronomischen Erscheinungen also eigentlich Flüssigkeitsbewegungen wären [1].

Bei der großen prinzipiellen Bedeutung, die den Transversalschwingungen in Gasen somit zukommt, dürfte es von Interesse sein, zu erfahren, ob neuere Versuche aus der Akustik jene Auffassung der Gebrüder Weber bestätigen, oder mit ihr im Widerspruche stehen.

---

[1] In meiner Schrift „Was ist Elektrizität" (Wolfenbüttel, Heckners Verlag) habe ich die Identität des elektromagnetischen Kraftfeldes mit dem Kraftfelde in einem Gase mit innerer Reibung nachzuweisen versucht.

Diesem Hefte sind beigegeben: Vier Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1. ***Beck,*** Geschichte des Eisens. — 2. *Chwolson*, Die Physik. — 3. ***Erdmann,*** Anorganische Chemie. — 4. *Lejeune-Dirichlet,* Vorlesungen.

Jahrg. 4 **Heft 13**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

8. Jahrg. 15. Juli 1906. Nr. 13.

Sitzung vom 29. Juni 1906.

Vorsitzender: Herr P. DRUDE.

Hr. **E. Lampe** spricht einen

Nachruf auf Prof. Dr. GEORG W. A. KAHLBAUM.

Hr. **P. Cermak** berichtet sodann:

Über den Gleichgewichtspunkt zwischen der ozonbildenden und der ozonzerstörenden Wirkung der Spitzenentladung in Sauerstoff.

Endlich macht Hr. R. **Pohl** eine

Bemerkung zur Arbeit des Hrn. E. BOSE: „Widerstandsänderung dünner Metallschichten durch Influenz. Eine direkte Methode zur Bestimmung der Zahl der negativen Leitungselektronen."

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. A. L. BERNOULLI und

Hr. Dr. P. NORDMEYER, beide Assistenten am physikalischen Institut der Technischen Hochschule Aachen.

(Vorgeschlagen durch Hrn. HAGENBACH.)

Über die Beweglichkeit der Ladungsträger der Spitzenentladung;

von I. Franck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 181.)

Der nachstehende Bericht bildet einen Auszug aus einer im Physikalischen Institut der Universität Berlin angefertigten und als Dissertation verwandten Arbeit. Die genauere Ausführung findet sich in der Dissertation und in einer demnächst an anderer Stelle stattfindenden Publikation.

I.

Ionenbeweglichkeiten bei Entladungen in Gasen sind in letzter Zeit sehr viel gemessen worden, und es ergaben sich bei unselbständiger Entladung für die verschiedenen Ionisatoren im allgemeinen gut übereinstimmende Resultate. Für selbständige Entladungen, also vor allem für positive und negative Spitzenentladung, sind nur in einem Falle, und zwar für Spitzenentladung von CHATTOCK[1]), Messungen angestellt. CHATTOCKs Methode beruht jedoch nicht auf einer direkten Messung, sondern benutzt die Hypothese, daß der elektrische Wind nur durch die Reibung der Ionen an der sie umgebenden Luft und durch statische Abstoßung der Ionen verursacht werde. Für die Hypothese spricht vor allem das Resultat, daß nämlich die gefundenen Ionenbeweglichkeiten gut mit den Beweglichkeiten der durch Ionisatoren erzeugten Ionen übereinstimmen, aber sie ist nicht vollkommen sichergestellt. So faßt z. B. SCHAFFERS[2]) noch eine dritte Komponente als Erreger des elektrischen Windes auf, nämlich die Verlängerung eines deformierbaren Leiters in Richtung der Kraftlinien. Jedenfalls erschien es also nicht uninteressant, mit einer

---

[1]) CHATTOCK, Phil. Mag. (5) 48, 401, 1899. — CHATTOCK, WALKER and DIXON, Phil. Mag. (6) 1, 79, 1901.

[2]) V. SCHAFFERS, Phys. ZS. 6, 614, Okt. 1905.

direkten Methode die Werte noch einmal nachzuprüfen, besonders, da eine zufällige Beobachtung zeigte, daß selbst bei dem starken Felde der Spitzenentladung eine leicht meßbare Ablenkung des Ionenstromes aus seiner durch das Potentialgefälle bedingten Bahn durch einen starken Luftstrom senkrecht zur Ionenbahn zu erzielen sei.

Vorversuche, die mit einer Spitze und gegenüberstehender Platte angestellt wurden, konnten zu keinem zahlenmäßigen Ergebnis führen, da ja zwischen Spitze und Platte kein rechnerisch faßbares elektrisches Feld besteht, führten aber zu dem Resultat, daß die Entladungsform selbst durch die starken Luftströme ungeändert bleibt, also nicht etwa der Ansatzpunkt der Entladung an der Spitze verschoben wird oder irgendwelche Veränderungen erleidet. Auch mit der schließlichen, zur quantitativen Messung benutzten Entladungsform wurden diese Vorversuche mit demselben Ergebnis angestellt; es würde jedoch zu weit führen, wenn ich hier genauer darauf eingehen wollte.

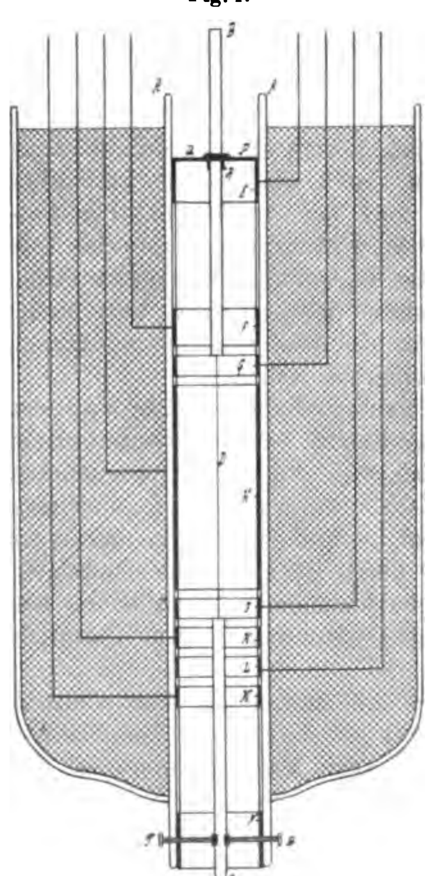
Um ein genau definiertes Feld zu haben, wurde statt der Spitzenentladung die ihr analoge Entladungsform zwischen einem dünnen Draht und einer konaxialen Hohlzylinderfläche gewählt. Das Potentialgefälle ist in diesem Falle logarithmisch, und man kann nach einer von Zeleny aufgestellten Rechnung, die er zur Messung der Beweglichkeit der durch Röntgenstrahlen erzeugten Ionen benutzt hat, auch hier die Ionenbeweglichkeit finden aus den Konstanten des Apparates, dem Luftstrom und dem Potentialgradienten.

Als endgültige Form für den zur Messung benutzten Apparat ergab sich schließlich die durch Fig. 1 dargestellte Konstruktion.

In ein Hartgummirohr sind neun Messingzylinder so eingelassen, daß die Innenwand des Rohres mit der Innenwand der Zylinder eine glatte Fläche bildet. Alle Zylinder sind voneinander durch Hartgummiringe isoliert und haben getrennte Zuleitungen durch die Rohrwand hindurch. Der Zylinder E trägt an zwei schmalen Metallstiften einen kleinen Zylinder, in welchem sich ein Messingstab mit starker Reibung verschieben läßt. In sein unteres Ende ist unter Vermeidung von Spitzen der dünne entladende Platindraht eingelötet. Dieser wird straff gespannt durch das Gewicht eines Messingbügels, welcher zwischen zwei

kleine Backen gepreßt werden kann und so gleichzeitig die Zentrierung bewirkt. Das ganze Rohr ist mit Paraffin in einen weiten Glaszylinder eingegossen. Das geschah, um eine Leitung über die Außenwand des Ebonitrohres zwischen den Zuleitungsdrähten zu vermeiden, die sich immer ausbildete, wenn durch den kalten Luftstrom sich Feuchtigkeit niederschlug. Das Potential wurde von einer zwanzigplattigen Influenzmaschine geliefert, deren einer Pol geerdet war, während der andere an den Zylinder *E* des Apparates und so an den dünnen Platindraht angeschlossen war. Die Spannung wurde reguliert durch einen Spitzennebenschluß, die Zuleitungen der Zylinder wurden mittels einer siebenfachen Wippe entweder direkt oder durch einen Amylalkohol-Jodkadmiumwiderstand (der als Funkenschutz diente) über ein Drehspulgalvanometer zur Erde geleitet. Gemessen wurde das Potential mit einem Braunschen Elektrometer.

Fig. 1.



Die Messung ging dann in der Art vor sich, daß durch das Rohr aus einer Druckbombe ein starker Luftstrom geschickt und so einreguliert wurde, daß gerade der obere Zylinder *G* keinen Strom mehr erhielt, also die Ablenkung der Ionenbahn 3 mm betrug. Als Gegenprobe wurde der Luftstrom so eingestellt, daß der Zylinder *K* oder der Zylinder *L* gerade Strom erhielt. Dieser Zustand

ließ sich recht genau durch Ablesen des Galvanometers fixieren. Die Überlegung war so, daß sich für die Beweglichkeit auf beide Arten gleiche Werte ergeben mußten, wenn wirklich der ganze Draht an der Entladung teilnahm und nicht etwa verschiedene Ionenbeweglichkeiten vorkamen. In diesem Falle mußte die Methode des Stromlosblasens bei dem oberen Zylinder die schnelleren Werte ergeben. Die für die Methode ja unerläßliche Bedingung, daß auch wirklich der ganze Draht an der Entladung teilnahm, brachte eine sehr starke Beschränkung des anzuwendenden Potentials mit sich und wurde nur bei einer Drahtdicke von 0,05 mm vollständig erfüllt.

Auf die anzubringenden Korrektionen möchte ich mich hier nicht weiter einlassen und nur darauf hinweisen, daß eine zuerst befürchtete Änderung des Potentialgefälles durch die freie Elektrizität der Ionen, wie eine angestellte Rechnung ergab, zu vernachlässigen war.

Als Resultat der Messungen ergaben sich nun die Werte, deren hauptsächlichste folgende Tabellen zeigen.

Messungen mit 0,05 mm Draht.

1. Positive Entladung in feuchter Luft.

A. Durch Stromlosblasen des Zylinders G: Potential	Beweglichkeit	B. Durch Stromempfangen des Zylinders L: Potential	Beweglichkeit
6450 Volt	3,89 cm/sec	6900 Volt	2,34 cm/sec
6800 „	3,85 „	6950 „	2,40 „
6800 „	3,72 „	7000 „	2,28 „
6950 „	3,82 „		Mittel 2,34 cm/sec
	Mittel 3,82 cm/sec		

Mittel zwischen A und B: 3,08 cm/sec.

2. Positive Entladung in trockener Luft.

A. Durch Stromlosblasen des Zylinders G: Potential	Beweglichkeit	B. Durch Stromempfangen des Zylinders L: Potential	Beweglichkeit
6650 Volt	3,81 cm/sec	6700 Volt	2,61 cm/sec
6750 „	3,60 „	6900 „	2,63 „
6950 „	3,79 „	7000 „	2,84 „
7050 „	3,77 „		Mittel 2,69 cm/sec
	Mittel 3,74 cm/sec		

Mittel zwischen A und B: 3,22 cm/sec.

Messung der Beweglichkeit des negativen Ions.

Messung durch Stromempfangen des Zylinders K.

I. In feuchter Luft:		II. In trockener Luft:	
Potential	Beweglichkeit	Potential	Beweglichkeit
4500 Volt	8,33 cm/sec	5050 Volt	11,22 cm/sec
4600 „	8,74 „	5200 „	12,96 „
5050 „	9,34 „	5250 „	12,59 „
	Mittel 8,80 cm/sec		Mittel 12,26 cm/sec.

Messungen in Stickstoff.

Für feuchten Stickstoff ergab sich durch Stromempfangen des Zylinders K bei positivem Draht:

Potential	Beweglichkeit
3600 Volt	10,4 cm/sec
5000 „	8,98 „
5000 „	7,89 „
	Mittel 9,2 cm/sec.

Bei der Messung der Beweglichkeit des negativen Ions war wegen der sehr großen Geschwindigkeit nur eine Ablenkung von 1 mm zu erzielen, also nur die zweite Methode zu benutzen (Stromempfangen eines Zylinders). In Stickstoff war bei der zur Verfügung stehenden Strömungsgeschwindigkeit nur das positive Ion der Messung zugänglich.

Bei den gefundenen Werten fällt vor allem auf, daß sie durchaus nicht mit den Beweglichkeiten der Ionen bei unselbstständiger Entladung übereinstimmen. So sind z. B. die von Zeleny angegebenen Beweglichkeiten der Röntgenionen

$$V = 1{,}36 \text{ und } V = 1{,}87,$$

während die Werte für Spitzenentladung mit dieser Methode

$$V = 3{,}08 \text{ und } V = 10{,}13$$

lauten. Zur Erklärung scheint es berechtigt, die besonderen Verhältnisse bei Erzeugung von Ionen durch Spitzenentladung heranzuziehen, ohne die unwahrscheinliche Annahme machen zu müssen, daß bei der Spitzenentladung etwa andere Ionen entständen, als die der unselbständigen Entladung.

Nach der üblichen Vorstellung wird bei unselbständiger Entladung ein neutrales Molekül durch einen Impuls zertrümmert, so daß ein oder mehrere negative Elektronen aus dem Molekül-

verband herausfliegen. Diese frisch gebildeten Elektronen erhalten an keiner Stelle durch das Feld eine solche Geschwindigkeit, daß sie einen merklichen Weg als Elektronen zurücklegen können, sondern werden durch statische Ansammlungen von Materie sofort zu Ionen umgebildet, wenn äußere Ionisatoren einwirken. Im Gegensatz hierzu hat man es bei der Spitzenentladung mit einer Feldionisation zu tun, d. h. die auf irgend eine Weise gebildeten Elektronen erhalten durch das starke Potentialgefälle in der Nähe der Spitze eine bedeutende Geschwindigkeit, sie bewegen sich also eine Zeitlang als Elektronen mit Elektronengeschwindigkeit, bis ihre kinetische Energie so weit gesunken ist, daß, wie bei der unselbständigen Entladung, die Umbildung in ein Ion durch statische Anziehung stattfindet. Der wesentliche Unterschied liegt also darin, daß der Weg, den ein Elektron bei unselbständiger Entladung zurücklegt, bei den schwachen zur Verwendung kommenden Feldern zu vernachlässigen ist, während bei selbständiger Entladung, wo man natürlich starke Felder hat, dieser Weg nicht mehr klein zu sein braucht. Erst von der Stelle an, wo die Umbildung des Elektrons in ein Ion erfolgt, findet die obige Methode ihre Anwendung, da man ja nicht von einer Reibung des Elektrons an dem umgebenden Gase sprechen kann, und daher kann man es auch nicht durch einen Luftstrom ablenken. Nun hatte aber der Versuch mit obiger Methode, die Ionenbeweglichkeit der Spitzenentladung zu messen, zur Voraussetzung, daß auch unter den angewandten Versuchsbedingungen der Elektronenweg gegen den Ionenweg zu vernachlässigen sei; das Resultat zeigte jedoch, daß diese Bedingung durchaus nicht erfüllt ist, daß man also bei der angewandten Methode nicht die Ionengeschwindigkeit messen kann. Wie man zur wirklichen Messung der Beweglichkeit kommt, und daß man es bei der Spitzenentladung mit Ionen normaler Beweglichkeit zu tun hat, soll im zweiten Teile der Arbeit gezeigt werden.

Hier möchte ich noch etwas näher auf die mit der beschriebenen Methode gefundenen Werte eingehen, da sie besonders in Kombination mit dem zweiten Teile der Arbeit einige Schlüsse auf den Elektronenweg zulassen. Vor allem ist bemerkenswert, daß verschiedene Ionenbeweglichkeiten (wie ich hier noch der Kürze halber die gefundenen Werte nennen möchte) vorkommen:

In trockener Luft z. B. bei positiver Entladung für die schnellsten Ionen (durch Stromlosblasen eines Zylinders gemessen) 3,79, für die langsamsten Ionen (durch Stromempfangen eines Zylinders) 2,69. Es lag nahe, daran zu denken, daß die schnelleren Ionen der Luft dem Stickstoff angehören könnten und die langsamsten dem Sauerstoff, und auf eine Kontrolle dieser Ansicht zielten die Versuche in Stickstoff ab. Wie das Resultat zeigt, haben wir es jedoch in Stickstoff mit einer viel größeren scheinbaren Beweglichkeit zu tun, so daß man durch die Einwirkung des Luftsauerstoffs eine Verkürzung des Elektronenweges annehmen muß, was ja ein Analogon in den Leitfähigkeiten der Gase hat, daß nämlich Stickstoff, der mit Sauerstoff verunreinigt ist, ein sehr viel geringeres Leitvermögen zeigt, als reiner Stickstoff. Ganz ebenso zeigt sich auch der Einfluß des Sauerstoffs auf Stickstoff beim Kathodenfall.

II.

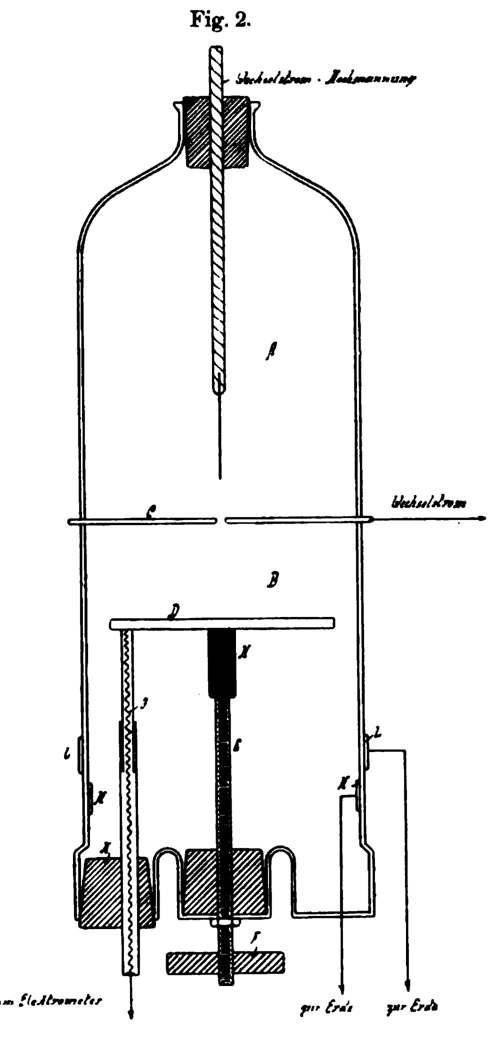
Ich komme jetzt zum zweiten Teile der Arbeit, der sich auf die Überlegung stützt, daß, wenn die Interpretation der Resultate des ersten Teiles richtig ist, man zu normalen Ionenbeweglichkeiten kommen muß, wenn man die durch Spitzenentladung erzeugten Ionen nicht mehr im Felde der Spitzenentladung selbst, sondern in einem beliebigen anderen untersucht. Die Methode hat zur Grundlage RUTHERFORDS[1]) Wechselstrommethode. Ich brauche auf sie wohl nicht näher einzugehen und nur an ihr Prinzip zu erinnern. Das Prinzip ist kurz das, die Amplitude der Schwingung zu finden, die ein Ion unter der Einwirkung eines bekannten Wechselfeldes vollführt, woraus sich dann einfach die Ionenbeweglichkeit berechnen läßt. Diese Methode läßt sich aber nur anwenden für unipolare Oberflächenionisation; die daher sich stellende Aufgabe, Spitzenentladungsionen in die Nähe der Oberfläche einer Platte eines Plattenkondensators zu bringen, wurde gelöst auf Grund der Beobachtung, daß bei Spitzenentladung die der Spitze gegenüberstehende, zur Erde abgeleitete Platte für den unter ihr befindlichen Raum keinen absoluten Ionenschirm bildet, wenn man die Platte mit einem feinen Loche versieht. Der sich ergebende Apparat sah so aus, wie ihn das Schema der Fig. 2 skizziert.

---

[1]) RUTHERFORD, Proc. Camb. Phil. Soc. 9, 401, 1898.

A ist der Raum, in dem die Spitzenentladung vor sich geht, *B* derjenige, in dem die Ionenbeweglichkeit zwischen den Platten, deren eine durch eine Parallelverschiebung beweglich ist, gemessen wird. Beide Räume sind Flaschen, deren gemeinsamer Boden eine Messingscheibe mit einem $^1/_2$ mm großen Loch bildet. Zur Messung benutzt werden die wenigen Ionen, die durch das Loch hindurchtreten und nun unter Einwirkung des Wechselfeldes ihre Schwingung vollführen. Die Amplitude ergibt sich dann gleich derjenigen Entfernung, bei der das mit der zweiten Platte verbundene Elektrometer sich aufzuladen beginnt. Gute Bernsteinisolation und Schutzringe waren zum Schutze gegen Oberflächenleitung angebracht, ferner war ein luftdichter Verschluß der oberen Flasche nötig, um die Wirkung des elektrischen Windes, der sonst durch das Loch strich und die Ionen mit einer störenden Eigenbewegung in den unteren Raum eintreten ließ, zu beseitigen.

Fig. 2.

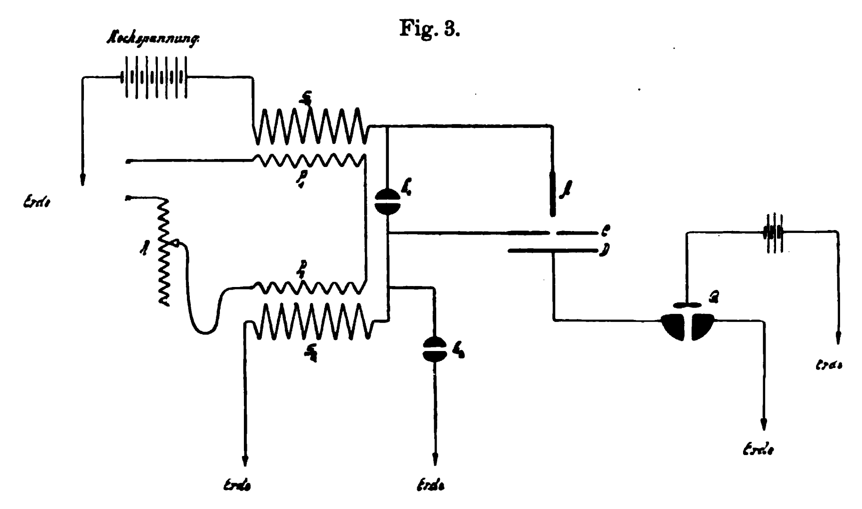


Bei konstantem Wind, wie er bei Speisung der Spitze mit einer Hochspannungsbatterie erhalten wurde, kann sich bei luftdichtem Verschluß der Wind nur in einem Druckunterschied äußern, und

wirklich konnte man die untere Platte der oberen auf $^1/_2$ mm Entfernung nähern, ohne daß das Elektrometer eine Aufladung anzeigte. Die angewandte Schaltung wurde dadurch ziemlich kompliziert, daß es nötig war, zwischen der Spitze und der Platte die konstante Potentialdifferenz der Spitzenentladung zu erhalten, während zwischen den Kondensatorplatten ein Wechselfeld herrschen sollte. Das wurde mit folgender Schaltung (Fig. 3) erreicht.

Die Pole einer Wechselstrommaschine wurden durch einen Regulierwiderstand R und zwei hintereinander geschaltete Primärkreise P_1 und P_2 zweier ungefähr gleich großer Induktoren kurz

Fig. 3.



geschlossen. Dann wurden die Sekundärwindungen der Induktoren durch Verschieben der Primärkreise so einreguliert, daß an ihren Enden gleiche Spannung herrschte. Dieser Zustand wurde durch Ablesen eines BRAUNschen Elektrometers E fixiert, das dann keine Potentialdifferenz anzeigte; legte man jetzt den einen Pol des Sekundärkreises an die Hochspannungsbatterie, und den entsprechenden Pol des zweiten Induktors an Erde, so bestand zwischen den beiden Sekundärspulen in jedem Augenblick nur die konstante durch die Hochspannung bedingte Potentialdifferenz; nun wurde S_1 mit der Platinspitze des beschriebenen Apparates verbunden, S_2 mit der Platte C. Die Platte D des Apparates war an das eine Quadrantenpaar eines heterostatisch geschalteten

Dolezalekelektrometers gelegt (bis zum Beginn der Messung blieb das Quadrantenpaar und die Platte D geerdet). Zwischen A und C herrschte dann eine konstante Spitzenentladung, der Hauptstrom floß durch die Sekundärspule S_2 zur Erde, und nur die wenigen Ionen, die durch das Loch in der Platte C in das Wechselfeld eintraten, wurden, wie oben beschrieben, zur Messung benutzt. Die effektive Spannung zwischen den Platten C und D wurde durch ein BRAUNsches Elektrometer E gemessen.

Auf Korrektionen möchte ich mich auch hier nicht einlassen.

Die Messungen zeigen die Tabellen. In den Tabellen bedeutet d die Entfernung der Platten voneinander, v bedeutet den Effektivwert der Spannung und u die gemessenen Beweglichkeiten.

d cm	V_+ Volt	u_+ cm/sec	V_- Volt	u_- cm/sec
3,0	800	1,36	600	1,81
3,2	980	1,26	700	1,76
3,5	1060	1,39	800	1,84
3,8	1270	1,37	1020	1,71
4,0	1390	1,38	980	1,97
4,3	1700	1,31	1270	1,77
4,4	1545	1,38	1390	1,72
4,6	1950	1,31	1450	1,80
4,95	2355	1,30	1760	1,73
5,0	2280	1,34	1740	1,76
		Mittel 1,34		Mittel 1,79

Das Mittel der Messung stimmt sehr gut überein mit den Beweglichkeiten der Ionen bei unselbständigen Entladungsformen und ebenfalls mit den von Herrn CHATTOCK für Spitzenentladung gemessenen Ionenbeweglichkeiten.

ZELENY	CHATTOCK	Gemessene Werte
$u = 1,36$	$u = 1,32$	$u = 1,34$
$u = 1,87$	$u = 1,80$	$u = 1,79$

Vielleicht kann ich hier kurz auf eine mögliche Erklärung eingehen, weshalb es Herrn CHATTOCK gelang, bei einer Messung im Spitzenentladungsfelde selbst die richtigen Werte der Ionenbeweglichkeiten zu erhalten, während im vor-

liegenden Falle eine Messung im Felde der selbständigen Entladung dadurch zu verkehrten Resultaten führte, daß die Ladungsträger den größten Teil ihrer Bahn als Elektronen zurücklegten. Kurz gesagt, beruht der Unterschied auf den durch die Methode gegebenen Verschiedenheiten der elektrischen Bedingungen. Herr CHATTOCK benutzt niedrige Spitzenpotentiale und eine lange Ionenbahn, während die im ersten Teile beschriebene direkte Messung einen sehr hohen Potentialgradienten und kleine Abstände verlangte. Darauf scheint es mir hier aber anzukommen, denn erstens muß der Elektronenweg bei niedrigen Potentialgradienten bedeutend kleiner sein und zweitens muß er natürlich gegen 3,6 bis 5,2 cm (eine Entfernung, die Herr CHATTOCK anwandte) viel eher zu vernachlässigen sein als gegen 7 mm.

III.

Aus den mit der ersten Methode gefundenen Werten, bei der sich der Elektronenweg störend bemerkbar macht und aus den durch die zweite Methode für die wirkliche Ionenbeweglichkeit gefundenen Werten läßt sich die Länge des bei den Versuchsbedingungen zurückgelegten Elektronenweges in gewisser Annäherung berechnen. Die zur Aufstellung dieser Rechnung nötige Voraussetzung ist die, daß die Ablenkung, die der Ladungsträger erleidet, solange er noch mit der ungeheuer viel größeren Geschwindigkeit des Elektrons sich bewegt, annähernd gleich Null ist oder jedenfalls zu vernachlässigen ist gegen die Ablenkung, die er als Ion erleidet. Die Frage nach dem Elektronenweg oder, wie ich kurz sagen möchte, nach der Strahllänge ist unter dieser Voraussetzung gleichbedeutend mit der Frage, in welcher Entfernung von der Achse des Zylinderkondensators die gegebene Ionenbeweglichkeit einsetzen muß, um bei den angewandten Bedingungen die gefundene Verschiebung durch den Luftstrom zu ermöglichen.

Führt man in diesem Sinne die oben angewandte Rechnung durch und macht dabei in erster Annäherung die Voraussetzung, daß der Luftstrom den Rohrquerschnitt gleichmäßig durchströmt, so kommt man zu Werten der Strahllänge, von denen ich als Beispiel nur zwei Zahlen angeben möchte, da es sich der ungenaueren Bestimmung der Luftmenge halber nur um Größen-

ordnung des Elektronenweges handelt. Diese Werte sind für positive Entladung in trockener Luft 5,6 mm bei einem ungefähren Potentialgradienten von 10000 Volt/cm, für Atmosphärendruck und negative Entladung bei 7000 Volt/cm 6,4 mm. Wenn man bedenkt, daß der ganze Weg nur 7 mm beträgt, so ist das eine ganz erhebliche Strecke.

Die Resultate dieser Rechnung stehen mit einer häufig vertretenen Auffassung, daß bei Spitzenentladung Elektronen nur in unmittelbarer Nähe der Spitze vorkommen, in Widerspruch. Zur Erklärung der Resultate der ersten und zweiten Methode würde es ja auch, wie oben geschehen, ausreichen, anzunehmen, daß das Anwachsen des Elektrons zum Ion Zeit beanspruche, ohne daß man sich, wie bei der der Rechnung zugrunde liegenden Hypothese, eine bestimmte Art des Anwachsens vorstellt. Nimmt man nämlich, wie es die Rechnung verlangt, ein plötzliches Umspringen von Elektronenbeweglichkeit in Ionenbeweglichkeit an, so muß die Angliederung von Masse ebenfalls plötzlich vor sich gehen, und zwar in molekularen Distanzen von der Stelle, wo die kinetische Energie des Kathoden- oder Kanalstrahles so weit verbraucht ist, daß ein Zusammenstoß mit einem Molekül nicht mehr eine Zertrümmerung des Moleküls hervorruft. Diese Anschauung erhält eine gewisse Wahrscheinlichkeit durch eine von Herrn Prof. Warburg angestellte Beobachtung, die darin besteht, daß bei Spitzenentladung in der Nähe des Funkenpotentials außer der Dreiteilung des Lichtes noch ein weiterer schmaler Lichtpinsel auftritt, der bei wachsendem Potential an Länge zunimmt. Es besteht also wohl die Möglichkeit, daß im Gebiete dieses Kegels eine Ionisation stattfindet und daß die Länge dieses Büschels der Strahllänge entspricht. Außerdem scheinen vorläufige Versuche durch Messung der Potentialgradienten bei starker Spitzenentladung zwischen einer Platte und einer ihr gegenüberstehenden mit vielen Spitzen besetzten zweiten Platte dafür zu sprechen, daß über eine recht große Strecke hin zwischen den beiden Platten Ladungsträger beiderlei Zeichens vorkommen, daß also bis weit in den Raum hinein Ionisation herrschen kann.

Über den Einfluß der Bestrahlung mit sichtbarem Licht auf das Kathodengefälle;
von Harry Dember und Georg Gehlhoff.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 203.)

Schon früher sind Versuche gemacht worden [1]), durch Bestrahlung einer Kathode mit ultraviolettem Licht das Kathodengefälle in einem Entladungsrohre herabzusetzen. W. C. Baker benutzte dazu eine Zinkplatte in einem Gefäß, das durch eine Quarzplatte verschlossen war, durch die das Licht einer Induktorentladung fallen konnte. Bei diesen Versuchen wurde für das Kathodengefälle stets der gleiche Wert gefunden, ob die Bestrahlung erfolgte oder nicht. Die zur Unterhaltung der Glimmentladung erforderliche Stromstärke beträgt etwa 10^{-4} Amp. Der lichtelektrische Strom am Zink ist bei gewöhnlich benutzten Lichtintensitäten von der Größenordnung 10^{-9}. Kreusler [2]) findet seinen stärksten Photostrom am Zink zu 10^{-8}. Es ist nun wohl leicht verständlich, daß ein so kleiner lichtelektrischer Strom bei der Überlagerung über eine Glimmentladung sich nicht bemerkbar machen kann. Anders dagegen liegen die Verhältnisse bei den Entladungen an Alkalimetallen. In der Nähe des zur Einsetzung der Glimmentladung nötigen Potentials wächst der Photostrom ungemein an [3]) und erreicht bei Bestrahlung mit einer Nernstlampe durch Glas hindurch schon eine Stärke von 10^{-7} Amp., die bei Belichtung mit einer Bogenlampe sich noch steigern läßt. Da in einem Entladungsrohre, das mit Wasserstoff von niederem Drucke gefüllt ist, an einer Alkalielektrode eine Entladung mit 10^{-5} Amp. leicht hervorgerufen werden kann, so steht hier zu erwarten, daß der lichtelektrische Strom sehr wohl einen Einfluß auf das Kathodengefälle haben wird.

[1]) W. C. Baker, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, 472—476, 1902.
[2]) H. Kreusler, Ann. d. Phys. (4) 6, 398, 1901.
[3]) H. Dember, Ann. d. Phys. (4) 20, 379, 1906.

Die folgenden Versuche haben diese Erwartung bestätigt. Sie wurden angestellt in einem Rohre von 12 cm Länge und 30 mm lichter Weite. Die Anode bestand aus einem 2 mm starken Aluminiumdraht, als Kathode war eine Legierung äquimolekularer Mengen von Kalium und Natrium gewählt, die bei gewöhnlicher Temperatur flüssig ist, so daß sich das Rohr leicht damit beschicken läßt. Das Rohr war bis auf einen schmalen, der Lichtquelle zugekehrten Streifen dicht über der Kathode mit dickem schwarzem Papier umhüllt, so daß die Anode, der Dunkelraum und die Sonde kein Licht direkt von außen her bekamen. Die Messung des Kathodengefälles geschah in der üblichen Weise mit einer Sonde, die bis auf eine feine Spitze mit Glas überzogen war und mit einem Warburgschen Quadrantelektrometer in Verbindung stand. Die Strommessung geschah durch ein Siemenssches Deprez-d'Arsonval-Galvanometer, das mit einem Nebenschluß versehen war. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe in der Entfernung von etwa $^3/_4$ m vom Entladungsrohre.

Es ergaben sich für das normale Kathodengefälle bei verschiedenen Gasdrucken und nach wiederholtem Wechseln der Metalloberfläche die Werte:

Unbelichtet	Belichtet	Unbelichtet	Belichtet
198 Volt	136 Volt	206 Volt	111 Volt
197 „	132 „	217 „	134 „
182 „	102 „	192 „	116 „
192 „	106 „		

Licht verstärkt:

188 Volt	70 Volt
186 „	40 „
186 „	50 „

Mit der Herabsetzung des Kathodengefälles war in allen Fällen eine merkliche Vergrößerung der Stromstärke verbunden. Im letzten Falle der ersten Reihe stieg die Stromstärke von $6{,}4 \cdot 10^{-5}$ auf $7{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp.

Ferner:

Unbelichtet	Belichtet
183 Volt	84 Volt
$6{,}8 \cdot 10^{-5}$ Amp.	$8{,}0 \cdot 10^{-5}$ Amp.

Auch bei schwach anormalem Kathodengefälle, d. h. wenn schon die ganze Oberfläche der Kathode mit Glimmlicht bedeckt

war, trat der Effekt ein, der dann aber mit zunehmender Stromstärke abnahm, wie die folgende Tabelle zeigt:

Unbelichtet	Belichtet		Differenz
194 Volt	75 Volt	$7{,}55 \cdot 10^{-5}$ Amp.	119 Volt
197,5 „	74,5 „	$5{,}9 \cdot 10^{-5}$ „	123 „
199,5 „	71,0 „	$4{,}67 \cdot 10^{-5}$ „	128,5 „

Bei stark anormalem Kathodengefälle war die Erniedrigung des Gefälles nur äußerst gering:

Unbelichtet	Belichtet
207 Volt	203 Volt
205 „	201 „

Mehrfach beobachteten wir sogar eine Erhöhung des Gefälles, die sich vielleicht durch eine Ermüdung der Oberfläche oder durch eine unter gewissen Bedingungen im Gase hervorgerufene Molisierung erklären ließe. In einem Falle stieg das Gefälle bei der Belichtung von

200 auf 203 Volt;

die geringe Erniedrigung oder Erhöhung trat nur bei stark anormalem Gefälle und großer Stromstärke auf; bei geringer Stromstärke und normalem bzw. schwach anormalem Gefälle tritt jederzeit eine Erniedrigung des Kathodenfalles ein.

Die Versuche wurden noch an einer in einem Glasrohre eingeschlossenen Kupferplatte wiederholt; es wurde jedoch kein Effekt gefunden.

Es dürfte hierbei vielleicht auch folgendes zu beachten sein: Für die Alkalimetalle liegt ein großer Teil der lichtelektrisch wirksamen Strahlen im sichtbaren Gebiete des Spektrums; daher ist verständlich, daß die starke Bestrahlung mit Bogenlicht einen stärkeren photoelektrischen Strom hervorruft, als ihn das schwache Licht der Glimmentladung selbst liefern kann. Anders ist dies in den Fällen wie bei Kupfer und Zink, wo der Photostrom von der ultravioletten Strahlung abhängt, die im negativen Glimmlicht schon so stark vorhanden ist, daß das Hinzukommen der fremden Strahlung nicht viel ausmacht.

Es konnte bei dieser Gelegenheit festgestellt werden, daß das Kathodengefälle in Wasserstoff und Luft an einer Kupferplatte ebensogroß war, wie an einem Kupferdrahte, während Skinner [1])

[1]) C. A. Skinner, Phil. Mag. (6) 8, 387—400, 1904.

in Wasserstoff an einer Platte einen größeren Wert gefunden hatte, als für einen Draht bestimmt worden ist.

Bei der Diskussion der Versuche machte Herr Präsident WARBURG auf folgendes aufmerksam: In dem ersten Falle, wo das normale Kathodengefälle bei der Belichtung herabgesetzt wurde, kann ein Fehler dadurch entstanden sein, daß das durch den Photoeffekt leitend gewordene Gas einen Nebenschluß zwischen der Sonde und der Kathode außerhalb der Glimmentladung bildet und die Herabsetzung des Kathodengefälles vortäuscht.

Gegen diesen Einwand spricht, daß auch bei schwach anormalem Kathodengefälle, d. h. bei vollständig mit Glimmlicht bedecktem Metall, der Effekt vorhanden ist.

Herrn Prof. DRUDE sind wir für die Erlaubnis, diese Untersuchungen auszuführen, zu Dank verpflichtet.

Physikalisches Institut der Universität Berlin. Ostern 1906.

Über den Gleichgewichtspunkt zwischen der ozonbildenden und ozonzerstörenden Wirkung der Spitzenentladung in Sauerstoff;

von P. Cermak.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. Juni 1906.)

(Vgl. oben S. 251.)

Der Gleichgewichtspunkt zwischen ozonbildender und ozonzerstörender Wirkung der Spitzenentladung in Sauerstoff ist abhängig von der Ladungsart der Spitze, von der Reinheit des Sauerstoffs, von der Stromstärke, der Temperatur, dem Drucke des Gases, der Art und Form der Spitze. Herr Präsident WARBURG[1]), der die meisten obiger Einflüsse gefunden und untersucht hat, veranlaßte mich, näher auf die einzelnen Wirkungen einzugehen und insbesondere die Entladungsform des positiven Büschels zu berücksichtigen.

Als Entladungsrohr diente ein Differentialozonometer, in welchem für Spitze und Platte Raum geschaffen war. Das Rohr wurde mit sorgfältig getrocknetem Sauerstoff gefüllt, die Meßkapillaren wurden mit einem als Manometerflüssigkeit dienenden Schwefelsäurefaden beschickt. Nach der Füllung wurde das Rohr zugeschmolzen und in ein Paraffinbad, dessen Temperatur mit einer geeigneten Rührvorrichtung konstant gehalten werden konnte, gebracht. Nach jedem Versuche konnte das Ozon durch Erwärmung auf etwa 300° C zerstört werden.

Zur Berechnung des Ozongehaltes diente eine mir von Prof. WARBURG gegebene Formel:

$$1 - \frac{1}{1}\frac{N'}{N} = \left(1 - \frac{b}{l}\right)\left(\frac{1+\eta}{1+\frac{b}{l}} - \eta - \frac{b}{L}\right).$$

In dieser Gleichung bedeutet $\frac{N'}{N}$ das Verhältnis der Ozonmoleküle zu den Sauerstoffmolekeln. η_0, l, l', L sind Abkürzungen für folgende Ausdrücke:

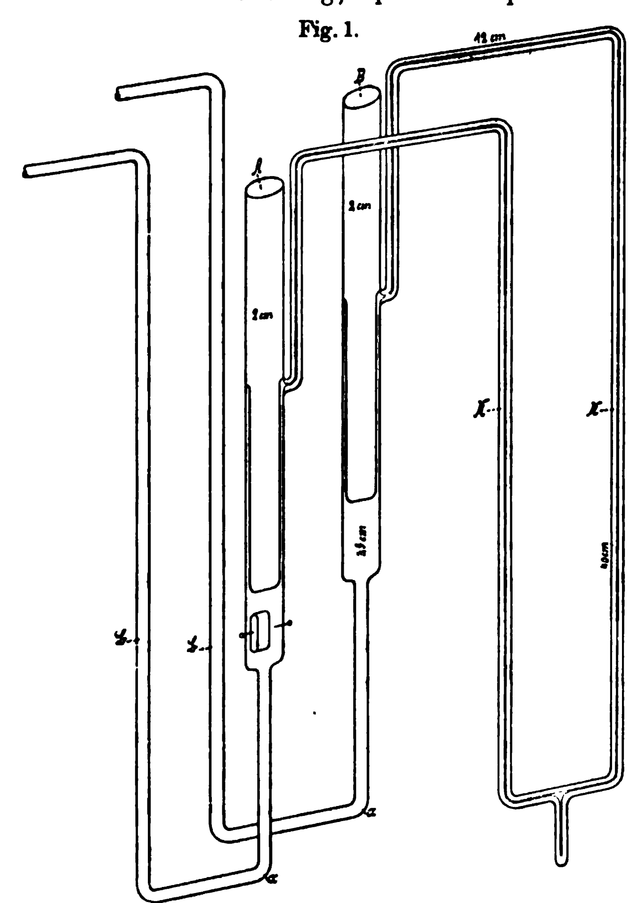
---

[1]) E. WARBURG, Ann. d. Physik (4) 9, 780, 1902; 13, 464, 1904; 17, 1, 1905.

$$\eta_0 = \frac{h^0}{p_0}\frac{\sigma_1}{\sigma}; \quad L = \frac{p_0\,\sigma}{2\,\sigma_1}; \quad l = \frac{V_0}{\gamma_0}; \quad l' = \frac{V'}{\gamma'}.$$

h_0 ist die durch die Füllung bedingte Höhendifferenz der Schwefelsäuremenisken in Centimeter Hg; σ_1 ist das spezifische Gewicht

Fig. 1.



A H-Ozonisierungsgefäß. *B* Hilfsgefäß. *M* Meßkapillaren. 𝔅 Biegeröhren. *α* Abschmelzstellen.

der Schwefelsäure, σ das des Quecksilbers; p_0 ist der Druck, unter welchem der Sauerstoff im Entladungsrohre nach der Füllung steht; γ_0 und γ' sind die Volumina der Meßkapillaren pro Centimeter, V_0 und V' die Volumina des Ozonisierungs- und des

Hilfsgefäßes; *b* schließlich ist die Anzahl von Centimetern, um welche der Meniskus bei Einstellung des Gleichgewichtspunktes gestiegen bzw. gefallen ist.

Legte man bei einem Rohre, dessen Spitze aus 0,25 mm dickem Drahte 0,3 cm von der Platte abstand, den negativen Pol einer Vossschen Influenzmaschine an die Spitze, so stellte sich nach etwa zweistündigem Gebrauche ein Gleichgewichtspunkt ein, der bei 4000 Volt Spannung und $16{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 4,45 Proz. Ozongehalt lag. War die Spitze positiv, so trat eine schwache Lichthaut an ihr auf und die ozonbildende und ozonzerstörende Wirkung hielten sich für 2000 Volt, $10{,}7 \cdot 10^{-6}$ Amp. bei 1,4 Proz. Ozon das Gleichgewicht. In einem Entladungsrohre, dessen Spitze 6 mm von der Platte abstand, gelang es, das positive Büschellicht zu erhalten. Diese Entladungsform ergab für 4500 Volt und $13{,}4 \cdot 10^{-6}$ Amp. den Gleichgewichtspunkt bei 1,9 Proz. Ozon. Jedesmal konnte mit Hilfe der stillen Entladung kontrolliert werden, ob sich das Gleichgewicht auch von höherem Ozongehalte ausgehend auf denselben Punkt einstelle. Der so auftretende Unterschied in den Einstellungen betrug bei einer Fadenverschiebung von 5 bis 6 cm fast stets 0,3 bis 0,4 mm.

Die spontane Desozonisation betrug in der Stunde nur 0,1 bis 0,3 Proz. des vorhandenen Ozons, war also während der Versuchsdauer von fast unmerklichem Einflusse.

Mit derselben Füllung vorgenommene Meßreihen ergaben nicht immer dasselbe Resultat, vielmehr schien eine geringe Zunahme des Ozongehaltes beim Gleichgewichte, die etwa 0,1 Proz. betrug, stattzufinden. Nach Prof. Warburg[1]) rührt diese von einer Veränderung der Spitze beim Gebrauche her. Wenn die negative Entladung einsetzt, so kann man mit dem Mikroskop am äußersten Ende der Spitze einen feinen kurzen Büschel sehen, auf den in geringer Entfernung ein leuchtender, sich dehnender und krümmender Ring folgt. Schon nach kurzer Zeit verschwindet der Pinsel, der Ring dehnt sich aus, wird lichtstärker, bis er die ganze Spitze bedeckt, um sich dann in einzelne kleine Lichtpinsel aufzulösen. Man kann an einer so gebrauchten Spitze auch mit bloßem Auge ein auffallendes Erblassen des metallischen Glanzes sehen.

---

[1]) E. Warburg, Ann. d. Phys. (4) 17, 1 ff., 1905.

Das positive Büschellicht zeigt eine sich im Laufe jeder Messung wiederholende Änderung, doch hängt sie wesentlich vom Ozongehalt und der Stromstärke und Temperatur ab. Während nämlich beim Beginne der Entladung der Büschel fast bis zur gegenüberliegenden Platte reicht, zieht er sich im Laufe der Ozonisierung immer weiter von ihr zurück und verwandelt sich in einen seine Spitze der Platte zukehrenden Lichtkegel, der sich bei sehr hoher Spannung (8000 bis 9000 Volt) in zwei oder drei Kegel spaltet.

Um zu sehen, wie das Gleichgewicht der ozonbildenden und ozonzerstörenden Wirkung mit der Reinheit des Sauerstoffs zusammenhänge, wurde das Gas einmal aus Kaliumchlorat und Mangansuperoxyd, dann auf elektrolytischem Wege hergestellt und schließlich einer Bombe entnommen, die 98½ proz. Sauerstoff enthielt. Das Ergebnis zeigt Tabelle 1. Es wurden weiterhin alle Messungen mit gut getrocknetem Bombensauerstoff ausgeführt.

Tabelle 1.

Sauerstoff	Spannung	Stromstärke	Ozongehalt
Aus $KClO_3$ und MnO_2 .	— 6400 Volt	$2{,}66 . 10^{-6}$ Amp.	4,52 Proz.
Elektrolytisch	— 6900	$2{,}72 . 10^{-6}$	4,47
98½ proz. Sauerstoff . .	— 6850	$2{,}68 . 10^{-6}$	4,51

Einfluß der Stromstärke auf das Gleichgewicht.

Die Stromstärke konnte mit einem Spitzennebenschlusse reguliert werden. Es ließ sich deutlich erkennen, daß mit zunehmender Stromstärke, also wachsender Stromdichte, sich das Gleichgewicht bei geringerem Ozongehalt einstellte[1]). Den Einfluß für negative Entladung kann (Tabelle 2) eine Versuchsreihe, die bei 16° C und einem Spitzenabstande von 6 mm ausgeführt wurde, zeigen.

In gleichem Sinne wird die positive Büschelentladung von der Stromstärke beeinflußt. Doch gelingt es bei geringen Stromstärken nicht, die Büschelentladung zu erhalten. Deshalb sind in Tabelle 3 (bei konstanter Temperatur und 5 mm Ent-

[1]) E. Warburg, Ann. d. Phys. (4) 9, 780, 1902.

Tabelle 2.

Spannung in Volt	i in 10^{-6} Amp.	Proz. Ozon
— 7450	7,92	3,12
— 7250	4,54	3,62
— 7100	3,23	4,08
— 6950	2,64	4,38
— 6950	2,38	4,85

fernung der Spitze von der Platte ausgeführt) die zu jedem Werte gehörigen Entladungserscheinungen zugefügt.

Tabelle 3.

V in Volt	i in Amp. 10^{-6}	Proz. O_3	Lichterscheinung
+ 3850	1,56	2,26	Ein Lichtpunkt
4400	1,92	2,22	Ein Lichtkegel
4950	3,24	2,20	Ein kleiner Büschel
5500	6,27	1,91	Ein deutlicher Büschel
6000	9,48	1,27	" " "
6550	12,24	0,48	Zwei Büschel

Abhängigkeit von der Temperatur.

Um den Einfluß der Temperatur zu finden, wurde das Paraffinbad mit einem Thermostaten konstant erwärmt, andererseits wurden die Grade unter Zimmertemperatur bis — 80° C durch entsprechende Kältemischungen hergestellt. Die beiden folgenden Versuchsreihen sollen die Ergebnisse bei negativer und positiver Ladung zeigen. Das Potential wurde möglichst konstant gehalten. Der Abstand der beiden Elektroden betrug 5 mm.

(Siehe die beiden Tabellen auf der folgenden Seite.)

Bei positiver Entladung konnte nur bis — 13° C gemessen werden, bei weiterer Temperaturerniedrigung stellte sich Funkenentladung ein. Bei Temperaturen über 26° C geht die Büschelentladung in die Form der positiven Lichthaut über.

Einfluß des Druckes.

Der Einfluß des Druckes wurde in dem Bereiche von 760 bis 200 mm gemessen. Tiefere Drucke wurden nicht berück-

V in Volt	i in Amp. 10^{-6}	Proz. O_3	Temperatur in °C
—5800	4,52	1,98	+50,5
5800	4,52	2,04	+49
5750	4,4	2,1	+44
5800	4,52	3,75	+21,8
5800	4,52	4,63	+17,4
5800	4,52	5,08	+10,8
5800	5,02	5,42	+ 2,7
5200	5,30	5,81	—10,3
		5,95	—18
		6,09	—31
4000	4,32	6,17	—33
		6,42	—56
		6.46	—79

Stromstärke	Volt Spannung	Proz. Ozon	Temperatur in °C
$14{,}3 \cdot 10^{-6}$ Amp.	+6050	1,44	22
		2,02	14,4
		2,16	10
		2,20	4,5
$14{,}1 \cdot 10^{-6}$	5900	2,44	0
		2,54	— 3
		3,08	— 8
		3,79	—11,7
		4,17	—12,7

sichtigt, da alsbald die Spitzenentladung in die Glimmentladung überging. Bei positiver Spitze konnte der Büschel nur bis etwa 600 mm beobachtet werden, dann trat der positive Lichtfleck an der Spitze auf. (Siehe die Tabelle oben auf folgender Seite.)

Es ergibt sich also, daß bei niedrigerem Drucke der Gleichgewichtspunkt bei geringerem Ozongehalt liegt. Als Erklärung hierfür gibt Prof. Warburg gelegentlich ähnlicher Untersuchungen an, „daß Ionen, ehe sie ihre chemische Wirksamkeit verlieren, eine um so größere Zahl von Molekeln treffen, je höher der Druck ist“ [1]).

[1]) E. Warburg, Ann. d. Phys. (4) 17, 1 ff., 1905.

Spannung in Volt	Stromstärke in 10^{-6} Amp.	Druck in mm	Proz. O_3
— 6050	4,5	762	4,46
5800	4,36	650	4,1
5800	4,32	500	3,7
5000	4,1	380	3,4
4000	3,9	270	3,2
3600	3,6	200	3,07
+ 6000	5,02	762	1,74
6000	5,0	650	1,6
4500	3,6	500	1,3
4000	3,2	380	1,1
3000	2,4	270	0,9
3200	2,4	200	0,59

Abhängigkeit von der Beschaffenheit der Spitzenelektrode.

In einem mit einem Glasschliff ausgestatteten Rohre — der Schliff wurde mit konzentrierter Schwefelsäure und gallertartigem Phosphorpentoxyd gedichtet — wurden mehrere Edelmetalle als Spitzen angewandt, doch zeigte nur Golddraht eine dem Platindraht gleichkommende Verwendbarkeit.

In ein anderes Rohr waren mehrere Spitzen verschiedener Dicke eingesetzt. Da zeigte sich, daß für positive und negative Entladung gleichmäßig ein 1 mm dicker Draht die günstigste Wirkung habe.

Volt	Ampere . 10^{-6}	Spitzenabstand in mm	Proz. O_3	Bei 6 mm Abstand aus der Stromkurve abgelesen
— 3400	3,23	1,6	3,85	4,08
— 3600	3,19	3,0	3,92	4,10
— 3900	3,02	5,3	4,09	4,17
— 4200	2,88	8,9	4,44	4,32
+ 2800	9,6	1,6	1,16	1,25
+ 2900	9,1	3	1,21	1,3
+ 4200	5,8	5,3	1,96	2,00
+ 4200	5,3	8,9	2,08	2,04

Schließlich wurden in ein Rohr mehrere Spitzen gleicher Dicke so eingeschmolzen, daß sie verschieden weit von der geerdeten Platinplatte abstanden. Je weiter die so angeordnete Spitze absteht, desto höher liegt der Gleichgewichtspunkt. Doch muß man den größten Teil des so gefundenen Einflusses auf Rechnung der im selben Sinne abnehmenden Stromstärke setzen. Zieht man diese Wirkung ab, so bleibt nur noch ein ganz geringer, für positive und negative Entladung gleich großer Einfluß. Die Tabelle auf vorhergehender Seite unten gibt davon ein Bild.

Folgerungen aus dem zeitlichen Verlaufe.

Herr WARBURG hat in einer seiner Arbeiten[1]) Gleichungen angegeben, nach denen man aus dem zeitlichen Verlaufe des Ozonisierungsprozesses die ozonbildende und -zerstörende Wirkung der Entladung gesondert berechnen kann. Mit Anlehnung an die dortige Bezeichnungsweise ist in der folgenden Tabelle gezeigt, wie α (die ozonzerstörende) und β (die ozonbildende Wirkung) sich in den ersten 50 Minuten des Prozesses verhalten. Bei dem Versuche war die Spannung —6800 Volt und $2{,}8 \cdot 10^{-6}$ Amp.:

Zeit in Minuten	Proz. Ozongehalt	$\beta \frac{1}{\text{Minuten}}$	$\alpha \frac{1}{\text{Minuten}}$
5	1,002	0,0022	0,046
10	1,64	0,0020	0,0416
15	2,07	0,0018	0,0373
20	2,37	0,0016	0,0340
25	2,59	0,0015	0,0316
30	2,77	0,0014	0,0288
35	2,92	0,0013	0,0270
40	3,05	0,00123	0,0254
45	3,15	0,00116	0,0240
50	3,25	0,0011	0,0230

Es nehmen, so kann man schließen, beide Wirkungen mit steigendem Ozongehalt etwas langsamer ab.

Die folgende Tabelle soll noch zeigen, wie α und β, jedesmal für den Gleichgewichtspunkt berechnet, mit Stromstärke und Temperatur sich ändern.

[1]) E. WARBURG, Ann. d. Phys. (4) 9, 783, 1902.

$i \cdot 10^{-6}$ Amp.	β	α	Temperatur	β	α
2,38(—)	0,000 82	0,0157	+ 40(—)	0,000 77	0,0277
3,23(—)	0,000 81	0,0206	+ 17(—)	0,000 80	0,0172
7,92(—)	0,000 81	0,0245	+ 2,7(—)	0,000 79	0,0150
1,92(+)	0,000 34	0,0202	+ 22(+)	0,000 37	0,0298
6,27(+)	0,000 36	0,0274	+ 4,5(+)	0,000 36	0,0231
9,48(+)	0,000 357	0,0306	— 8(+)	0,000 35	0,0180

Die Indizes (—) und (+) sollen die Ladung der Spitze andeuten. Man kann aus den Zahlen schließen, daß β sowohl für negative, wie positive Ladung jedesmal ziemlich konstant bleibt, während α mit steigender Temperatur und Stromstärke, also wenn der Ozongehalt geringer wird, beträchtlich ansteigt.

☞ Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1. ***Benischke,*** Elektrotechnik in Einzeldarstellungen usw. — 2. ***Hempel,*** Gasanalytische Methoden. — 3. ***Die Wissenschaft,*** Sammlung naturwissenschaftlicher und mathematischer Monographien.

Jahrg. 4 *Heft 14*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 30. Juli 1906. Nr. 14.

Spektrum eines neuen in der Atmosphäre enthaltenen Gases;
von Rudolf Schmidt.

In der Mitteilung seiner Messungen der Spektren von Neon, Krypton und Xenon weist E. C. C. Baly[1]) darauf hin, daß die zweiten Krypton- und Xenonspektren 37 Linien von gleicher Intensität gemeinsam haben. Er spricht die Vermutung aus, daß diese Linien vielleicht einem schwereren Gase derselben Gruppe angehören, das in den beiden genannten als „Verunreinigung" enthalten sei. Diese Bemerkung gab Veranlassung zu vorliegender Untersuchung, in deren Verlauf sich allerdings die Vermutung Balys in der von ihm angedeuteten Beziehung nicht bestätigte, die aber zu dem Ergebnis führte, daß das Xenon kein elementares Gas, sondern ein Gemisch mehrerer Gase ist; eine dieser Komponenten konnte abgeschieden und ein Teil ihres ultravioletten Spektrums bestimmt werden. Die Untersuchung kann noch nicht nach allen Richtungen hin als abgeschlossen betrachtet werden; da sie aber infolge äußerer Gründe augenblicklich eine Unterbrechung erfahren mußte, so mögen die bis jetzt gewonnenen Resultate in Kürze mitgeteilt werden.

---

1) E. C. C. Baly, Phil. Trans. 202, 183, 1903.

Das Ausgangsmaterial für die Gewinnung der Edelgase bildeten 2 Liter eines Kondensats, welches mir in entgegenkommender Weise von der Gesellschaft für Markt- und Kühlhallen, Berlin, zur Verfügung gestellt war und die — nach Angabe genannter Firma — bei einer Verflüssigung von 7000 cbm Luft gewonnenen am leichtesten kondensierbaren Bestandteile der Atmosphäre enthielt. Nachdem diese 2 Liter in etwa 10 Tagen auf 20 ccm eingedampft waren, wurden die nun entwickelten Gase im Gasometer über Wasser aufgefangen; auch der in der WEINHOLDschen Flasche zurückbleibende Gasrest wurde gewonnen, indem man ihn durch Wasser verdrängte. Die Analyse ergab einen Gehalt an Sauerstoff von 97,33 Proz. Dieser sowie die übrigen chemisch aktiven Bestandteile wurden in bekannter Weise entfernt; es blieben schließlich etwa 300 ccm eines aus den höher siedenden inaktiven Gasen der Atmosphäre bestehenden Gasgemisches. Das Spektrum zeigte die Argonlinien, daneben sehr kräftig die gelbe und grüne Kryptonlinie; bei der Flaschenentladung erschienen auch einige intensive grüne Linien, die mit Linien des BALYschen Xenonspektrums identifiziert werden konnten.

Eine erste Abtrennung des Argons von den übrigen Bestandteilen ergab sich aus folgender Beobachtung. Als man das Gasgemisch in einem kleinen Glasgefäße, das in flüssige Luft getaucht war, verflüssigte, schied sich plötzlich aus der Flüssigkeit eine feste, kristallinisch aussehende Masse aus, die aus den höher als Argon siedenden Gasen bestehen mußte, da Argon bei dieser Temperatur noch nicht fest wird[1]). Man trennte nun die Flüssigkeit von dem festen Bestandteile, indem man das kleine Kondensationsgefäß in mit flüssiger Luft gekühltes Pentan tauchte; beim allmählichen Erwärmen des Pentans verdampfte zunächst die Flüssigkeit; als bei etwa —160° nur noch die feste Masse vorhanden zu sein schien, wurde die Verbindung nach der Quecksilberpumpe geöffnet und die nun entwickelten Gase in zwei kleine, durch Hg gesperrte Büretten übergeführt. Man erhielt etwa 70 ccm eines Gases, dessen Spektrum vorwiegend Krypton- und Xenonlinien, schwach auch Argonlinien zeigte.

---

[1]) Bei den Wiederholungen dieses Versuches trat ganz willkürlich diese Ausscheidung der festen Kristalle auf, oder auch nicht; eine Ursache dieses Verhaltens konnte nicht festgestellt werden.

Die weitere Fraktionierung geschah nach dem von S. Valentiner und mir angegebenen Verfahren[1]); der dabei benutzte Apparat war dem in der zitierten Arbeit beschriebenen ganz ähnlich. Da sich aber gezeigt hatte, daß das „dampffreie" Hahnfett, das zum Schmieren der Hähne verwendet wurde, bei längerem Stehen im Vakuum Kohlenwasserstoffe abgab, so wurden die Hähne durch solche besonderer Konstruktion ersetzt, bei denen unter Vermeidung jeglichen Schmiermittels die Abdichtung ausschließlich durch Quecksilber erfolgte[2]). Es war ferner dafür gesorgt, daß der Vorgang der Fraktionierung spektralanalytisch verfolgt werden konnte.

Der Plan der Untersuchung war nun der, verschiedene Fraktionen gesondert in Spektralröhren aufzufangen, und durch spektralanalytische Untersuchung festzustellen, ob gewisse Veränderungen in dem Bau des Spektrums und seinen Intensitätsverhältnissen auf das Vorhandensein noch unbekannter Gase schließen lassen; insbesondere sollte auf die dem Krypton und Xenon gemeinsamen Linien geachtet werden.

Nachdem das Gasgemisch in den erwähnten Apparat übergeführt war, und die letzten Spuren des Argons entfernt waren, erhielt man die einzelnen Fraktionen so, daß das eine am Apparat befindliche Kohlereservoir, dessen Kohle anfangs das ganze Gasgemisch absorbiert hatte, auf immer höhere Temperaturen gebracht wurde, während das zweite in flüssige Luft tauchte. Das Gas, dessen Spektrum unten ausführlich diskutiert wird, wurde schließlich so gewonnen, daß man das erste Reservoir mit der Spiritusflamme schwach erwärmte, während das zweite offen blieb, bis ein hohes Vakuum erreicht war. Das beim stärkeren Erhitzen der Kohle dann entweichende Gas zeigte das erwähnte Spektrum (Platte 20). Die Wiederholung dieser Operation bei noch etwas höherer Temperatur lieferte ein gleiches Gas mit ganz identischem Spektrum (Platte 21).

Die spektralanalytische Untersuchung wurde zunächst auf den ultravioletten Teil des Spektrums beschränkt, weil die dem Krypton

---

[1]) S. Valentiner und R. Schmidt, Berl. Ber. 1905, S. 815 und Ann. d. Phys. (4) 18, 187, 1905.

[2]) Eine genaue Beschreibung dieses Hahnes soll an anderer Stelle gegeben werden.

und Xenon gemeinsamen Linien vornehmlich in diesem Gebiete liegen und weil ein großer Quarzspektrograph zur Verfügung stand. Die Spektralröhren, in welchen die einzelnen Fraktionen aufgefangen wurden, waren aus Uviolglas; man hatte sich vorher überzeugt, daß es für den vorliegenden Zweck die gleichen Ergebnisse lieferte wie Quarz. Die Röhren hatten Zylinderelektroden aus Aluminium; die Kapillare war so angeordnet, daß das leuchtende Gas in der Längsdurchsicht der Kapillare photographiert werden konnte. In allen Fällen wurden die Röhren mit einem mittelgroßen Induktorium und Platinunterbrecher, bei parallel geschalteten Leidener Flaschen, betrieben, so daß das zweite, im Ultraviolett äußerst linienreiche Spektrum zur Aufnahme gelangte.

Die Ausmessung der Platten geschah auf der Teilmaschine, die Berechnung der Wellenlängen in Å.-E. nach der von HARTMANN[1]) gegebenen Dispersionsformel $\lambda = \lambda_0 + \frac{C}{s - s_0}$. Die Konstanten λ_0, C und s_0 wurden in Intervallen von je 130 Å.-E. aus dem mitphotographierten Platinspektrum bestimmt; s ist die Ablesung an der Teilmaschine.

Die Messungen ergaben nun zunächst, daß auf keiner Platte ein intensiveres oder vereinzeltes Hervortreten der dem Krypton und Xenon gemeinsamen Linien zu beobachten war. Ein überraschendes Resultat dagegen lieferte die Ausmessung der Platten 20 und 21 (s. o.), deren Spektren sich als vollkommen identisch erwiesen. Die Diskussion kann am besten an Hand folgender Tabelle geschehen, welche die in dem Bereiche von 2800 bis 3450 Å.-E. gefundenen Linien wiedergibt; daneben sind die Elemente und Wellenlängen angeführt, mit denen die Linien etwa zu identifizieren sind.

Man sieht, daß der größere Teil der Linien mit solchen identisch ist, die von BALY dem Xenon zugeschrieben werden. Der wesentliche Unterschied aber besteht zunächst darin, daß BALY in demselben Bezirke etwa 500 Linien mißt, davon 92 mit Intensitäten höher als 3! Man könnte einwenden, daß die Spektren auf Platte 20 und 21 etwa infolge nicht genügender Belichtungsdauer lichtschwächer seien, als die BALYschen Aufnahmen, und

---

[1]) J. HARTMANN, Publ. d. Potsd. Observ. 12, Anhang 1 bis 26, 1898.

Platte 20 u. 21	Intensität		
3446,65	1	Xenon 3446,52 (1)	Baly
3420,82	3	„ 3420,89 (4)	„
3384,22	2	„ 3484,22 (3)	„
3366,99	1	„ 3366,87 (3)	„
3345,13	6	„ 3345,11 (1)	„
3342,63	7	Krypton 3342,59 (6)	„
3340,51	2	„ 3340,61 (2)	„
3302,53	4	— —	—
3282,61	3	— —	—
3273,23	3	— —	—
3250,76	3	Xenon 3250,70 (3)	Baly
3201,81	2	„ 3201,94 (< 1)	„
3175,72	3	„ u. Krypton 3175,78 (2)	„
3131,74	10	(im 1. Xenonspektrum 3131.66 [1])	„
3130,92	4	— —	—
3125,71	9	Xenon 3125,86 (2)	Baly
3125,02	9	„ 3125,15 (< 1)	„
3124,28	3	„ 3124,15 (1)	„
3121,92	4	„ 3122,00 (8)	„
3104,45	3	„ 3104,60 (3)	„
3076,09	2	— —	—
3045,30	1	Xenon 3045,42 (3)	Baly
3023,49	2	— —	—
3022,89	2	— —	—
3021,57	7	Quecksilber 3021,58	Eder u. Valenta
3020,99	5	— —	—
3004,13	2	Xenon 3004,11 (3)	Baly
2979,36	4	„ 2979,48 (6)	„
2978,75	3	— —	—
2967,39	8	Quecksilber 2967,38	Eder u. Valenta
2966,77	8	— —	—
2963,61	1	Xenon 2963,59 (3)	Baly
2907,18	3	„ 2907,35 (4)	„
2893,62	4	Quecksilber 2893,7	Eder u. Valenta
2893,18	3	— —	—
2864,94	4	Xenon 2864,92 (4)	Baly
2864,45	4	— —	—
2854,69	3	Xenon 2854,70 (4)	Baly
2847,30	1 verwaschen	— —	—
2826,76	3 verwaschen	Xenon 2827,06 (2)	Baly
2803,53	3 verwaschen	„ u. Krypton 2803,15 (2)	„

daher nicht alle Linien enthalten. Dagegen spricht erstens, daß Linien von geringer Intensität auftreten, die mit BALYS Xenonlinien von ebenso geringer Intensität identisch sind, während alle von BALY als die intensivsten bezeichneten Linien fehlen, und zweitens wurden in Aufnahmen des Kryptonspektrums, die unter völlig den gleichen Bedingungen wie bei den oben beschriebenen Aufnahmen (Druck, elektrische Größen, Belichtungsdauer) gemacht wurden, alle Kryptonlinien, die BALY angibt, gefunden. Weiter aber ist bemerkenswert, daß Linien, welchen BALY geringe Intensitäten (sogar < 1) zuschreibt, auf Platte 20 und 21 die größte Intensität haben (3345,13; 3131,74; 3125,71 und 3125,02). Berücksichtigt man schließlich, daß eine Anzahl der Linien mit den Linien keines der in Frage kommenden Elemente identifiziert werden konnten, so ist wohl der Schluß nicht von der Hand zu weisen, daß wir das Spektrum eines bisher unbekannten Gases von wahrscheinlich hohem Atomgewicht vor uns haben. Diese Tatsache involviert dann weiter den Schluß, daß das Xenon kein elementares Gas, sondern ein Gemisch mehrerer Gase ist; die Frage, aus wieviel Komponenten es besteht, ist einstweilen noch offen. Denn die bisher untersuchten Fraktionen zeigen nur einen Teil der übrigen Xenonlinien; eine große Anzahl der von BALY gegebenen Linien konnte überhaupt noch auf keiner Platte gefunden werden. Aufschluß wird wahrscheinlich die Untersuchung aller bei den einzelnen Fraktionen aufgefangenen Gasreste bringen.

Zum Schluss mag noch Erwähnung finden, daß das Gas, dessen Spektrum oben beschrieben ist, beim Durchgang der Entladung in einem prachtvollen Grün leuchtete, bei längerem Funken jedoch eine rötlichblaue Farbe zeigte.

Vorstehende Untersuchungen wurden im physikalischen Institute der Universität Halle ausgeführt; Herrn Prof. Dr. E. DORN möchte ich auch an dieser Stelle für die Förderung, die er der Arbeit zuteil werden ließ, meinen Dank aussprechen.

Charlottenburg, im Juli 1906.

☞ Diesem Hefte liegen bei: Ein Prospekt von **S. Hirzel** in **Leipzig,** Königsstraße 2, betr. Physikalische Zeitschrift, 7. Jahrg. — Ferner drei Prospekte von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1. ***Assmann*** und ***Berson,*** Wissenschaftliche Luftfahrten. — 2. ***Die Wissenschaft,*** Sammlung naturwissenschaftl. u. mathematischer Monographien. — 3. ***Lehmann-Richter,*** Prüfungen in elektrischen Zentralen.

Jahrg. 4 *Heft 15*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
enthaltend
Verhandlungen
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und
Halbmonatliches Literaturverzeichnis
der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 15. August 1906. | Nr. 15.

Zur Demonstration der Abbeschen Theorie des Mikroskops;
von U. Behn und W. Heuse.

Unter gleichem Titel hat vor kurzem Herr A. WINKELMANN [1]) eine außerordentlich einfache und deshalb hübsche Einrichtung beschrieben, mit Hilfe deren man einige der ABBEschen Versuche über die Theorie des Mikroskops so anstellen kann, daß dieselben in großer Entfernung (12 m) [2]) deutlich sichtbar sind.

Stellt man die genannten Versuche in gebräuchlicher Weise subjektiv an, so läßt man das Licht vor dem Gitter eine enge Blende passieren. Es werden so die einzelnen Beugungsspektren hinter dem Objektiv nach Entfernung des Okulars direkt sichtbar.

Wollte man diese Anordnung zur objektiven Darstellung der Erscheinung benutzen, was gewiß wünschenswert wäre, weil man so die Beugungsbilder selbst durch eine geringe Änderung der Anordnung der Linsen objektiv sichtbar machen könnte [3]), so würde es wegen der zweimaligen Abblendung unmöglich sein, die

[1]) A. WINKELMANN, Ann. d. Phys. (4) 19, 416, 1906.

[2]) Es wäre sehr wünschenswert, daß solche Zahlenangaben bei der Beschreibung von Demonstrationen öfter beigefügt würden.

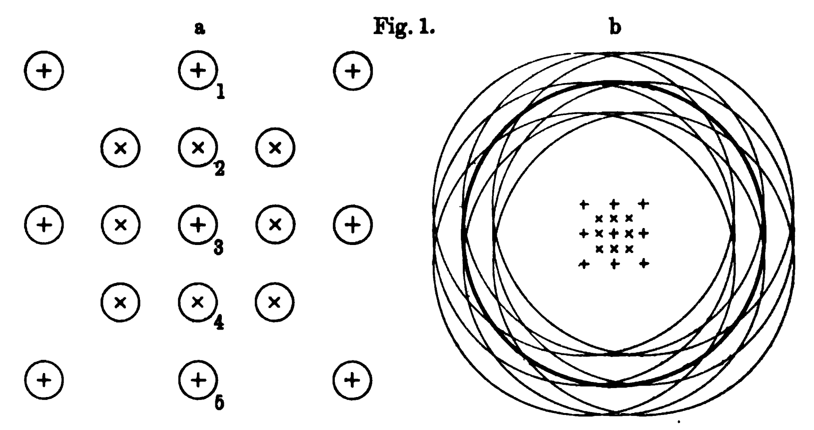
[3]) Vgl. z. B. J. CLASSEN, Zwölf Vorlesungen über die Natur des Lichtes, S. 80, 1905.

Erscheinung in größeren Auditorien für alle Plätze sichtbar zu machen.

Was nun besonders an der Anordnung des Herrn WINKELMANN auffällt, ist, daß sich vor dem Gitter keine Blende irgendwelcher Art befindet. Erscheint es so auf den ersten Blick auffällig, daß trotzdem der Blendenspalt hinter dem Gitter das Gewünschte leistet, so erklärt sich durch denselben Umstand [1]) auf der anderen Seite, daß der Spalt, der, wie leicht nachzurechnen, nur etwa $^1/_2$ mm breit sein darf, für eine 100fache Vergrößerung genügend Licht durchläßt.

Die einzelnen Beugungsbilder sind Bilder des Lichtkraters; bei Verwendung eines Kreuzgitters nach dem Schema der Fig. 1a

Fig. 1.



Der Einfachheit halber ist in Fig. 1a und b monochromatisches Licht angenommen. — Fig. 1b: Nur von den äußersten Beugungsbildern ist die Begrenzung ausgezogen.

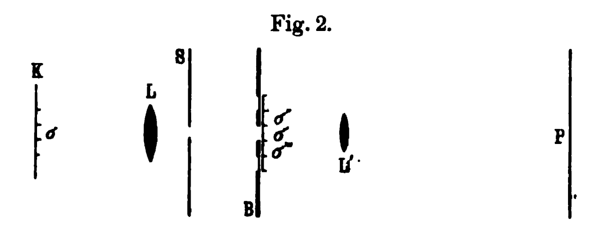
angeordnet, überlagern sie sich fast vollkommen (wie in Fig. 1b gezeichnet), so daß man nicht sagen kann, ein z. B. vertikaler Spalt lasse ausschließlich die Bilder 1, 2, 3, 4, 5 hindurch. Vielmehr läßt er von allen Beugungsbildern fast gleichviel [2]) hindurch. Es kommt hier aber offenbar nur darauf an, daß er von allen

[1]) Und dadurch, daß Herr WINKELMANN, worauf er in einer brieflichen Mitteilung freundlichst aufmerksam machte, das sonst vielfach benutzte Glasgitter durch ein Drahtgitter ersetzt und so mindestens zwei Reflexionen vermeidet.

[2]) Der Fläche nach.

anderen Beugungsbildern diejenigen Stücke, die den hindurchgelassenen Teilen von 1, 2, 3, 4, 5 analog sind, abblendet. Die Überlegung, die zu diesem Satze führt, ist natürlich in Abbes Theorie der sekundären Abbildung enthalten. Trotzdem ist es vielleicht nicht überflüssig, sie kurz zu skizzieren. Die Linse L (Fig. 2) entwerfe von dem Flächenelemente σ des Kraters K ein Bild in natürlicher Größe σ'. Einfügung des Spaltes S ruft Beugungsbilder hervor, die sich bei entsprechender Breite und Entfernung des Spaltes S unmittelbar neben σ' befinden ($\sigma'' \sigma'''$). Man kann sich σ so schmal denken, daß eine Übereinanderlagerung der Bilder nicht stattfindet. Blendet man diese Beugungsbilder mit der Blende B ab, so kann die Linse L' eine scharfe Abbildung des Spaltes S in der Ebene P nicht entwerfen. Von den Teilen des Kraters außerhalb σ werden in σ' weder direkte

Fig. 2.



Bilder entworfen, noch fallen zwei benachbarte Beugungsbilder eines Punktes des Kraters hinein. Licht, welches von den Teilen des Kraters außerhalb σ ausgeht, kann also nicht zu einer ähnlichen Abbildung von S durch L' beitragen. Bei dem Versuche, durch Abblendung der σ entsprechenden Beugungsbilder ($\sigma'' \sigma'''$) ein Verschwimmen der Konturen in der durch L' von S entworfenen Abbildung herbeizuführen, ist also eine Abblendung der Kraterfläche außerhalb σ überflüssig. Verwendet man statt eines Spaltes in S deren mehrere nebeneinander liegende (d. h. ein Gitter), so gilt für jeden Spalt die Betrachtung in gleicher Weise.

Was die Brennweite der abbildenden Linse betrifft, so mag an dieser Stelle eingeschaltet werden, daß man überhaupt bei schwierigen Projektionen, durch die feine Details bei begrenzter Lichtintensität auf größere Entfernung sichtbar gemacht werden sollen, gut tut, die Vergrößerung nicht zu klein zu wählen trotz

des unvermeidlichen Sinkens der Flächenhelligkeit des Bildes [1]). Daß oft das gerade entgegengesetzte Verfahren eingeschlagen wird, beruht wohl darauf, daß bei probeweise versuchten geringeren Vergrößerungen der auffangende Schirm dem Projizierenden, der ja meist gleichzeitig der erste Beurteiler ist, näher stand, was beim Vergleich nicht immer genügend in Rechnung gezogen wird. Hierbei ist natürlich Berücksichtigung der Grundprinzipien der Projektion vorausgesetzt, also daß die engsten Einschnürungen des verwandten Lichtbündels an den richtigen Stellen (meist den Objektiven) liegen, und daß Nebenlicht entsprechend der jeweiligen Bildhelligkeit vermieden wird.

Von den genannten ABBEschen Versuchen sind diejenigen besonders instruktiv, die zeigen, daß man durch Ausblendung von gewissen Teilen des gebeugten Lichtes nicht nur verwaschene Bilder, sondern auch scharfe Bilder mit falscher Struktur erhalten kann [2]). Wenn man z. B. als Objektiv ein einfaches Strichgitter wählt und jedes zweite Beugungsbild der Lichtquelle bzw. des ersten Blendenspaltes ausblendet, so erhalten die übrigbleibenden einen Abstand, wie ihn ein Gitter von doppelter Strichzahl liefern würde. Dementsprechend erhält man auch wirklich, wenn man zur endgültigen Abbildung nur das Licht jedes zweiten Beugungsbildes benutzt, ein Gitter von doppelter Strichzahl.

Wie es möglich ist, diesen Versuch objektiv so anzustellen, daß er in einem großen Auditorium von allen Plätzen (15 m) sogar ohne Verdunkelung deutlich gesehen werden kann, soll im folgenden gezeigt werden.

Es ist nämlich möglich, die Helligkeit des Bildes bei dem genannten Versuch wesentlich zu verbessern, und zwar dadurch, daß man den Blendenspalt durch viele Spalte, also ein Gitter, ersetzt. Man hat dann also in der ABBEschen Anordnung statt Blende, Gitter, Blende (die Linsen kann man verschieden aufstellen), Gitter, Gitter, Gitter und muß hier nur die gänzlich verschiedene Rolle der verschiedenen Gitter unterscheiden.

---

[1]) Vorausgesetzt, daß die Hörer nicht mit Operngläsern versehen sind. Auch gilt das Obige nicht, wenn (wie z. B. bei der Projektion farbiger Photographien) ästhetische Rücksichten in Betracht kommen.

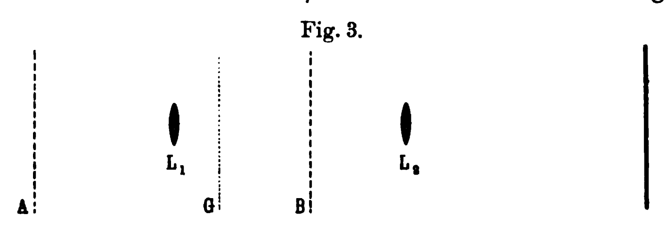
[2]) Vgl. WINKELMANN, l. c.

Danach wäre die Anordnung etwa folgende: Von einem Gitter von 20 Drähten pro Centimeter (A, Fig. 3) entwirft die Linse L_1 ein reelles Bild in natürlicher Größe in B. Befindet sich zwischen L_1 und B ein Beugungsgitter G (in unserer Anordnung ein solches von 60 Drähten pro Centimeter), so werden von jedem Spalte des Gitters A in der Ebene B Beugungsspektren entworfen. Der Abstand der gebeugten Bilder x ergibt sich aus der Beziehung

$$\frac{\lambda}{\gamma} = \frac{x}{l},$$

wo l der Abstand GB und γ die Gitterkonstante ist. Für die Wellenlänge $\lambda = 0{,}57\,\mu$, für die das Auge am empfindlichsten ist, ergibt sich, wenn $l = 73$ mm, $x = 0{,}25$ mm, d. h. es fallen jeweils die ersten, dritten usw. Spaltbilder zwischen zwei ungebeugte Abbildungen. Bringt man also in die Ebene B ein ebensolches Gitter wie das in A befindliche, so kann man damit alle Beugungs-

Fig. 3.



spektren erster, dritter usw. Ordnung (Stellung 1) abblenden. Eine von dem Gitter G mit der Linse L_2 hergestellte Abbildung verwendet also nur das direkte Bild sowie das zweite und vierte gebeugte Bild, muß also doppelte Strichzahl zeigen. Verschiebt man nun das Gitter in B seitlich um 0,25 mm (Stellung 2), so würde man alle direkten Bilder, sowie die Beugungsbilder zweiter, vierter usw. Ordnung abblenden. Nach der Abbeschen Theorie ergeben nun zwei aufeinander folgende Spektren eine ähnliche Abbildung eines Streifensystemes, und zwar darf sowohl das direkte Bild und das erste Beugungsspektrum, als auch etwa das zweite und dritte Beugungsspektrum usf. benutzt werden. Dementsprechend ändert sich bei unserer Anordnung die Abbildung nicht, wenn wir das Blendengitter aus Stellung 1 in die Stellung 2 bringen, ebensowenig ändert sie sich aber auch, wenn das Gitter sich zwischen diesen Normalstellungen befindet; denn dann werden

ja stets diejenigen Teile der ersten bzw. dritten Beugungsspektren abgeblendet, deren zugehörige direkte Bilder bzw. zweite Beugungsspektren zur Abbildung verwandt werden.

[Anmerkung: Diese Tatsache, daß eine seitliche Verschiebung des Blendengitters ohne Einfluß auf die Abbildung des Gitters G ist, würde eine wesentliche Vereinfachung des Versuches in dieser Form erlauben.

Es schien bisher, als müsse man, um mit dem Gitter B genau analoge Teile der Spaltbilder abblenden zu können, die Abbildung in genau natürlicher Größe herstellen, was Zeit und Übung in der richtigen Deutung des auf dem Gitter B sichtbar werdenden Moirés erfordert. Dreht man aber nun das Gitter von der Gitterbreite 0,5 mm in seiner Ebene um den Winkel u, so wird die wirksame, in horizontaler Richtung gerechnete Gitterbreite $\frac{0,5}{\cos u}$. Da eine seitliche Verschiebung der senkrechten Streifen ohne Einfluß auf die Abbildung war, muß die Schiefstellung, die ja praktisch auf eine stufenförmige seitliche Verschiebung hinausläuft, es ebenso sein, oder kurz gesagt: wie man die Gitterkonstante bei einer derartigen Projektion durch Drehung des Gitters um eine Vertikalachse verkleinern kann, so kann man sie (bei diesem Versuche) durch Drehung des Gitters in seiner Ebene vergrößern.

In dieser Form würde also die Ausführung des Versuches folgende sein. Von dem durch ein intensives Lichtbündel stark beleuchteten Gitter (Streifen senkrecht) entwirft die Linse L_1 in B ein Bild in etwas übernatürlicher Größe. In diese Ebene B bringt man ein zweites gleiches Gitter (Striche horizontal), in die Ebene G in passender Entfernung von B das Beugungsgitter (Striche senkrecht). Die Linse L_2 entwirft auf dem Schirme ein Bild mit einfacher Strichzahl. Bei Drehung des Gitters B um etwa 90° erhält man eine Abbildung mit doppelter Strichzahl.]

Machen wir uns die Vorteile der WINKELMANNschen Anordnung für diesen Fall zunutze, indem wir das erste Blendengitter weglassen, so ergibt sich folgende Anordnung von außerordentlicher Lichtstärke. Das den Kondensator C konvergent verlassende Licht der Bogenlampe wird durch die Zerstreuungslinse Z parallel gemacht. Das Gitter G_1 wird durch die Linse L_1 [1]) (f ungefähr 20 cm) in etwa natürlicher Größe in G_1' abgebildet und dieses Bild durch die Linse L_2 (f etwa gleich 2 cm) stark vergrößert (300) auf dem Schirm abgebildet. Schiebt man jetzt zwischen G_1 und L_1 ein Gitter G_2 von passender Beschaffenheit ein, so sehen wir im Bilde die besprochene Verdoppelung der Striche [2]).

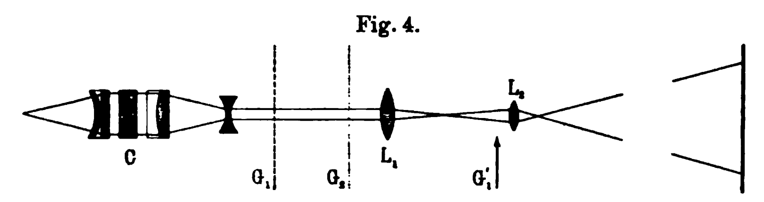
---

[1]) Wenn gute Objektive, etwa Planare von C. ZEISS, zur Verfügung stehen, wird man natürlich diese benutzen.

[2]) Statt des Einschiebens und Wegnehmens kann G_2 natürlich auch um 90° gedreht werden.

Aus naheliegenden Gründen ist es von wesentlicher Bedeutung für die Korrektheit der Erscheinung, daß man bei der Herstellung des Gitters G_1 dünne Drähte (also dünner als die halbe Gitterkonstante), bei G_2 dagegen starke Drähte (also dicker als die halbe Gitterkonstante) wählt[1]. Die erste Abbildung durch L_1 hat bei der Anordnung nur den Zweck, Bewegungsfreiheit für G_2 zu erreichen. Man

Fig. 4.



kann so durch Verschieben von G_2 (gegen G_1 hin) Verdreifachung, Vervierfachung und selbst Verfünffachung der Strichzahl demonstrieren, da bei Verkürzung des Abstandes $G_1 G_2$ auf zwei Drittel nur jedes dritte Beugungsbild durchgelassen wird usf.[2].

Ist die Brennweite von L_1 groß genug, so läßt sich natürlich auch zeigen, daß bei Verdoppelung des Abstandes $G_1 G_2$ das Gitter G_2 wirkungslos ist[2].

Frankfurt a. M., Juli 1906.

---

[1]) Geeignete Gitter können von Herrn Mechaniker Fr. Berk, Frankfurt a. M., Stiftsstr. 32, bezogen werden.

[2]) So hatten wir in einem bestimmten Falle keine Wirkung von G_2 bei $G_1 G_2 = 70$ cm, Verdoppelung der Strichzahl bei $G_1 G_2 = 35$ cm, Verdreifachung bei $G_1 G_2 = 23$ cm, Vervierfachung bei $G_1 G_2 = 17{,}5$ cm (im verdunkelten Hörsaal auf 15 m noch deutlich sichtbar) und Verfünffachung bei $G_1 G_2 = 14$ cm (nur etwa noch auf 10 m sichtbar).

Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig**, betr. 1. ***Chwolson***, Lehrbuch der Physik. — 2. *La Cour*, Leerlauf- und Kurzschlußversuch. — 3. *Erdmann*, Anorganische Chemie.

Jahrg. 4 *Heft 16*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und
Halbmonatliches Literaturverzeichnis
der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 4 *Heft 17*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Jahrg. 4 **Heft 18**

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Heft 19

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
[illegible]

[illegible]

Jahrg. 4 *Heft 19*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und
Halbmonatliches Literaturverzeichnis
der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 15. Oktober 1906. Nr. 16/19.

Nachruf für Professor Dr. Georg W. A. Kahlbaum;
von E. Lampe.

Gesprochen in der Sitzung vom 29. Juni 1906.
(Vergl. oben S. 251.)

Wenn ich als Mathematiker es unternehme, zum Gedächtnisse für unser verstorbenes Mitglied, den Professor KAHLBAUM, dessen Stärke im Experiment lag, hier einige Worte zu sprechen, so rechtfertige ich dieses Unterfangen damit, daß ich unter den gegenwärtigen Mitgliedern unserer Gesellschaft gewiß derjenige bin, der den Heimgegangenen am längsten gekannt hat, der besser als irgend ein anderer unter uns in der Lage gewesen ist, seine eigentümliche Entwickelung zu beobachten. So mögen denn die nachfolgenden, zum Teil stark persönlich gehaltenen Mitteilungen zur Ergänzung der schönen „Worte der Erinnerung“ dienen, welche Herr HAGENBACH-BISCHOFF in der Sitzung der Baseler Naturforschenden Gesellschaft am 1. November 1905 gesprochen hat.

In der Münzstraße 19 zu Berlin, an der Stätte, wo sein Vater eine große Spiritusfabrik leitete, wurde GEORG WILHELM AUGUST KAHLBAUM am 8. April 1853 geboren; wie er als echtes Berliner Kind mit Stolz von sich sagte, ist er mit unverfälschtem Spreewasser getauft. In gewissem Sinne paßt auf ihn der

GOETHEsche Spruch: „Vom Vater hab' ich die Statur, des Lebens ernstes Führen, vom Mütterchen die Frohnatur und Lust zu fabulieren. Urahnherr war der Schönsten hold . . ." In dem elterlichen Hause lernte er als Knabe schon eine Reihe wissenschaftlicher und künstlerischer Größen kennen, die dort ein- und ausgingen. Eine Französin sorgte dafür, daß die vier Kinder, zwei Schwestern und zwei Brüder, im mündlichen Gebrauche der französischen Sprache sehr früh geübt wurden. Die Schulbildung erhielten die Söhne auf dem Collége Royal Français, das damals noch in der Niederlagstraße sein Heim hatte, und zur Überwachung der häuslichen Arbeiten gewann der vielbeschäftigte vorsorgliche Vater als Hauslehrer einen ausgezeichneten jungen Lehrer des Collége. Die Leistungen GEORGS auf dem Gymnasium ließen jedoch viel zu wünschen übrig, sei es, daß sein Geist sich langsam entwickelte, sei es, daß das anregende gesellschaftliche Leben des Elternhauses ihn zerstreute und von der Erfüllung seiner Pflichten gegen die Schule ablenkte. Daher wurde eine Änderung seiner schulmäßigen Ausbildung beschlossen.

Die Schwierigkeiten, welche dem Fortschreiten des Tertianers auf dem Collége hauptsächlich entgegenstanden, lagen auf dem sprachlichen Gebiete; die Beobachtung der Regeln der lateinischen und der griechischen Grammatik wollte dem sonst schon ganz scharf beobachtenden Kopfe nicht behagen. Und da beide Brüder ohnehin in den industriellen Betrieb der väterlichen Fabrik eintreten sollten, war es nicht nötig, daß GEORG KAHLBAUM gerade ein Gymnasium durchlief. Nun war im Jahre 1865 in der Dresdenerstraße 113 die Luisenstädtische Gewerbeschule (jetzt Oberrealschule) gegründet worden; in ihr wurden als einzige fremde Sprachen Französisch und Englisch gelehrt. Ich selbst gehörte seit 1867 dem Lehrkörper dieser Schule an. Hierhin sollte GEORG KAHLBAUM umgeschult werden.

Es war im Jahre 1868, im ersten Jahre meiner Ehe, als der erwähnte Hauslehrer im KAHLBAUMschen Hause, der bekannte jetzige Professor der Theologie in Basel, Herr Dr. PAUL SCHMIDT, seinen bisherigen Zögling GEORG KAHLBAUM mir zuführte. Damit nämlich der Übergang in die neue Lehranstalt mit vollständig anderem Lehrplan ohne Schädigung des Tertianers in seiner Ausbildungszeit bewerkstelligt werden könnte, bat mich Herr

SCHMIDT im Namen der Eltern seines Pflegebefohlenen, daß ich den nötigen Nachhilfeunterricht, besonders in der Mathematik und im Englischen, übernehmen möchte. Ich ging auf diesen Wunsch ein, und als nach Verlauf der Vorbereitung die Umschulung geschehen war, wurde mir weiter die Frage vorgelegt, ob ich GEORG nicht als Halbpensionär derart in mein Haus aufnehmen wollte, daß er in meiner nahe der Schule gelegenen Wohnung unter meiner Aufsicht im Laufe des Tages seine Schularbeiten anfertigte, die Nächte dagegen im elterlichen Hause verbrächte. Auch dieser Vorschlag wurde von mir angenommen, und so wurde GEORG KAHLBAUM während der vier Jahre seines Aufenthaltes auf der Luisenstädtischen Gewerbeschule zu Berlin mein Hausgenosse.

In der Frische und Ursprünglichkeit seines Wesens als echtes Berliner Kind, der alle Erscheinungen des Berliner Lebens mit offenem Auge betrachtete, der an keiner Schaubude vorübergehen konnte, ohne ihre Geheimnisse erkundet zu haben, und der mit unverfälschten Berliner Redensarten und Witzen in humoristischer Freude über alles berichtete, hat er meiner Familie manche heitere Stunde verschafft. Besonders während des französischen Krieges, wo ich meine Frau und meinen zweijährigen Sohn verlassen mußte, um zuerst in der Provinz Posen, dann im Elsaß dem Vaterlande unblutige Kriegsdienste zu leisten, bewährte sich diese seine Frohnatur aufs schönste. Der sich bangenden und sorgenden Frau brachte er immer die neuesten Nachrichten und die Stimmungsberichte aus der Schule; die Meldung von der Gefangennahme Napoleons bei Sédan sandte er auf besonderem Zettel mit Jubelworten. So wurde der eben zum Jünglinge erwachsende Obersekundaner in der sonnigen Art seines Wesens und seiner jugendlichen Anschauungen eine Stütze und ein Trost der in bangen Ängsten sich quälenden Frau, zu der er eine eigenartige Zuneigung gefaßt hatte. Wenn seine eigene, von ihm aufs höchste verehrte Mutter etwas von ihm nicht erlangen konnte, kam sie wohl gelegentlich zur Pensionsmutter mit der Bitte: „Sagen Sie es ihm; Ihnen zuliebe wird er es tun.“

Die Fortschritte, welche GEORG KAHLBAUM als Schüler der Luisenstädtischen Gewerbeschule aufzuweisen hatte, waren durch-

aus nicht solche, die zu hervorragenden Leistungen Aussicht gaben. Bei jeder Versetzung war ich im Zweifel, ob das Aufrücken sicher wäre. Nichtsdestoweniger legte er die Klassen von der Obertertia an in regelmäßiger Folge bis zur Prima zurück. Als ich im März 1871 aus dem Feldzuge zurückkehrte, wurde er gerade in die Prima versetzt. Weder in den Sprachen noch in der Mathematik gingen seine Leistungen über den mäßigen Durchschnitt hinaus; die mathematischen waren sogar oft recht schwach. Ich hatte gehofft, ihn in der Obersekunda bei der Trigonometrie stärker heranzuziehen, weil bei diesem Kapitel auch schwächere Schüler oft lebhafteres Interesse zeigen. Diese Hoffnung wurde durch meine Einberufung zum Heere vereitelt, und gerade in dem Kriegsjahre hatte er unter einem beständigen Wechsel der Lehrer zu leiden.

Außer mir war noch ein anderer Mathematiker der Anstalt zu den Fahnen berufen: WASSERFALL, ein Reserveleutnant, der schon bei Vionville sein Leben einbüßte. Mein Studienfreund, Herr GEORG CANTOR, damals junger Privatdozent an der Universität zu Halle, erbot sich während der Universitätsferien zu meiner Vertretung. Den Schülern der Berliner Gewerbeschule machte es viel Vergnügen, daß ein Universitätslehrer, der immer vornehm in einer Droschke an der Schule vorfuhr, ihnen Unterricht zu erteilen geruhte. Mit großem Behagen erzählte mir GEORG KAHLBAUM später, was für schöne Stunden das gewesen wären. Der feine Dozent hätte einen gründlichen Vortrag über kubische Gleichungen gehalten, und sie hätten verwundert den schönen Entwickelungen zugeschaut. Da hätte er den Primus gefragt, ob es denn nicht besser wäre, daß sie alle schriftlich mitrechneten; dieser aber hätte schlagfertig geantwortet, sie rechneten alles im Kopfe mit, und das hätte der Herr mit einem entschuldigenden: „So, so!“ auch geglaubt.

Im Winter 1870/71 traten dann andere Lehrer in den Unterricht der Mathematik ein. Von ihnen erkrankte der Naturhistoriker Herr Dr. REINHARDT, jetzt Direktor, an Trichinosis. Der bekannte Physiker Herr Dr. WERNICKE geriet während des Winters in eine so hochgradige geistige Erregung, daß er einer Heilanstalt übergeben werden mußte. Ein ungeprüfter Kandidat, der seine ersten Versuche im Unterricht machte, beherrschte den Gegenstand so wenig, daß er gelegentlich nach der ersten halben

Stunde mit der Erklärung schloß: „Der Stoff, auf den ich mich vorbereitet habe, ist beendigt; daher muß ich schließen.“ Wegen dieser ungewöhnlichen Leistung verliehen ihm die Obersekundaner den Titel „Herr Professor“. Als mir GEORG KAHLBAUM nach meiner Rückkehr über diese und andere Dinge Bericht erstattete, erwiderte ich: „Wie freue ich mich, daß ich bei der Versetzung nach Prima nicht mitzuwirken brauchte! Sonst — — —.“ In der Prima wurde der mathematische Unterricht durch den Direktor Dr. KERN erteilt, der 1876 Direktor des Friedrich-Wilhelms-Gymnasiums wurde. Dieser war seiner ganzen Natur nach zuerst erziehender Pädagoge, dann Philosoph und in dritter Linie erst Mathematiker. Sein Unterricht zielte daher mehr auf philosophische Geistesbildung ab als auf gründliche mathematische Schulung, und trotz seiner vortrefflichen, streng durchdachten pädagogischen Grundsätze verstand er es nicht, die ihm anvertraute Jugend zu fesseln oder ihr Liebe zu seinem Fache einzuflößen.

Die vorstehenden Mitteilungen können erklären, warum GEORG KAHLBAUM, der, vom Collége kommend, in der Mathematik ohnehin viel nachholen mußte, in seiner mathematischen Ausbildung immer zurückgeblieben ist. Den so entstandenen Mangel hat er nie ausgeglichen; er hat des auch kein Hehl gemacht, obschon er später oft genug sein Bedauern darüber ausgesprochen hat.

Nichtsdestoweniger ist es die Luisenstädtische Gewerbeschule gewesen, die in ihm das Bewußtsein seiner eigentümlichen Fähigkeiten und Talente geweckt hat. Obgleich er in beständigem Umgange mit mir gewesen ist und ich vielleicht im allgemeinen einen gewissen geistigen Einfluß auf ihn ausgeübt habe, kann ich mich nicht rühmen, derjenige gewesen zu sein, der seine Entwickelung entscheidend beeinflußt hat. Noch viel weniger dürfte dies von Herrn Dr. WERNICKE geschehen sein, der ihm in der Sekunda zwei Jahre lang den physikalischen Unterricht erteilt hat. Gerade damals mit der Ausführung seiner bedeutendsten physikalischen Arbeiten beschäftigt, verwandte dieser Physiker seine hervorragenden geistigen Fähigkeiten auf seine wissenschaftlichen Untersuchungen und stand nur mit halber Seele im Unterricht. Besonders gegen schwächere Schüler war er unnachsicht-

lich hart und streng; von einer einmal gefaßten schlechten Meinung über einen schwachen Schüler ließ er sich schwer abbringen.

Die Macht, die ein Lehrer auf seine Schüler ausübt, hängt von vielen Besonderheiten ab, die GOETHE in das Wort zusammengefaßt hat: „Volk und Knecht und Überwinder, sie gestehn zu jeder Zeit: Höchstes Glück der Erdenkinder sei nur die Persönlichkeit.“ Solch eine hinreißende Persönlichkeit trat nun dem empfänglichen Schüler in der Gestalt von ALFRED KIRCHHOFF gegenüber, der viele Eigenschaften zu einer machtvollen Einheit in sich verband. Auf der einen Seite pedantisch streng, auf der anderen genial nachsichtig, vertrat er ganz heterogene Fächer: Deutsch, Geschichte und Geographie, Chemie, Zoologie und Botanik. Er packte im Unterrichte seine Schüler so mächtig, daß sie immer in allen diesen Fächern entweder gleichzeitig etwas Tüchtiges leisteten, oder aber überall sich als nachlässig erwiesen. Diese „KIRCHHOFFschen Fächer“ sind es gewesen, die es dem neuen Gewerbeschüler GEORG KAHLBAUM antaten, daß er sich ihnen mit voller Seele hingab, und es ist also der spätere bekannte Professor der Geographie in Halle gewesen, der besonders durch den chemischen Unterricht den ehemaligen Gymnasiasten für die Richtung gewonnen hat, die später seinen Lebensinhalt bildete. In dankbarer Erinnerung dessen, was für ihn bestimmend gewesen ist, hat er später eines seiner Bücher, die „Entstehung der DALTONschen Atomtheorie in neuer Beleuchtung“ (Leipzig 1898) seinen Lehrern ALFRED KIRCHHOFF und mir „in herzlicher Anhänglichkeit zugeeignet“. Das Schreiben, mit welchem er die Übersendung des Widmungsexemplares begleitete, möge als Zeugnis seiner Gesinnung hier folgen (Basel, am 8. Juni 1898):

„Ohne erst Ihre Genehmigung einzuholen, habe ich mir erlaubt, Ihnen und ALFRED KIRCHHOFF mein jüngstes Kind zu widmen. Ihnen, von dem ich zuerst in den Irrgarten der Sprache SHAKESPEARES eingeführt wurde, an dessen sicherer Hand ich aus BANDOW zuerst übersetzen durfte: There was a little boy, he was not higher than the table, und Freund ATZEL[1]), von dessen

[1]) Dies war der Spottname, den der Schülerwitz KIRCHHOFF angehängt hatte. Von dem Schulhumor dieses Mannes zeugte die Inschrift „ATZEL“, die er selbst mit einem Diamanten in eine Fensterscheibe des Lehrzimmers für Chemie einritzte, um die Härte des Diamanten experimentell vorzuführen.

Lippen mir zum ersten Male JOHN DALTONs Name entgegentönte. Wie lange ist das nun alles her! — Und doch ist mir jene Zeit mit allen ihren Einzelheiten noch so völlig gegenwärtig, als hätte ich gestern noch meine Schritte nach der Dresdener Straße Nr. 113 gelenkt. Nun hab' ich all' mein Englisch-Können zusammengekramt und den DALTON übersetzt. Dabei stieg mir — ich war nie in England und habe seither nie Englisch getrieben, mußte mich also ganz an meinen Schulsack halten — das Einst und Jetzt wieder so lebhaft vor die Seele, daß ich meinen einstigen Lehrern mein Büchlein widmen mußte. Nehmen Sie's freundlich auf als ein Zeichen, daß auch einer, den die Welt nicht auf den grünen Zweig gesetzt hat, lerchenfröhlich und gesund doch von dem dürren Ast sein Lied singt." Das kindlich zutrauliche Gemüt, das aus diesen Zeilen hervorleuchtet, spricht sich in einer anderen Äußerung humorvoll aus. Als er zum Professor ernannt war, hatte ich ihn im nächsten Briefe als Herr Professor angeredet. Sofort schrieb er mir zurück: Was habe ich denn verbrochen, daß ich nicht mehr Ihr JÜRGEN bin?

Man glaube jedoch nicht, daß die Leistungen des Schülers GEORG KAHLBAUM bei KIRCHHOFF besonders hoch standen. Weder die manuelle Geschicklichkeit, die er später in so hohem Maße besaß, noch die Schärfe oder Tiefe der Gedanken zeichneten ihn aus. Die Schülerversuche, die er erdachte und ausführte, standen durchaus auf derselben Stufe wie die sonstigen gefährlichen Spielereien der unerfahrenen und unbedachten Anhänger in der Kunst des Experimentierens. Als er hörte, daß Gold ein höheres spezifisches Gewicht hat als Quecksilber, wollte er sich überführen, daß Gold in Quecksilber untersinkt. Er erbat sich von seiner Schwester einen kostbaren Ring und warf ihn in eine Schale mit Quecksilber, hierbei machte er die Erfahrung, daß das Gold sich amalgamierte und der Edelstein aus der kunstvollen, weich gewordenen Fassung sich löste, die Arbeit des Goldschmiedes vernichtet wurde. Um seine teuere goldene Uhr vom Fett zu reinigen, übergoß er das Werk mit Petroleum und zündete dieses an; natürlich ging die Uhr nicht mehr. Beim Arbeiten im chemischen Laboratorium erlangte er eine gewisse Berühmtheit wegen der Leichtigkeit, mit der er die Glasapparate zerbrach, ein Ungeschick, das er auch im Hause bezüglich des Geschirres

und der Möbel bewies, wobei er immer ein vergnügtes Gesicht zeigte, obschon es ihm oft sein Taschengeld kostete.

Trotzdem war seine Hinneigung zur Chemie so stark ausgesprochen, daß sein Vater schon zu jener Zeit einen Gedanken zur Ausführung brachte, der auf die zukünftige Lebensstellung seines GEORG berechnet war. Im Umgange mit dem Chemiker A. W. HOFMANN und anderen Gelehrten hatte der Vater gehört, daß die Herstellung chemisch reiner Alkoholderivate für die chemischen Laboratorien dringend notwendig sei. Mit dem Weitblick, der ihn als Geschäftsmann auszeichnete, ergriff er diesen Gedanken. Von seinen beiden Söhnen sollte der ältere die schon bestehende Spiritusfabrik, der jüngere die neu zu errichtende chemische Fabrik leiten. So wurde der Primaner GEORG denn eines Tages dazu berufen, in der Cuvrystraße den Grundstein der Fabrik zu legen, deren Direktor er einst werden sollte, und er erzählte mit leuchtenden Augen, was für kuriose Dinge er all' in den Grundstein eingeschlossen hätte.

Zunächst wurden zwei tüchtige Chemiker gewonnen, welche die Einrichtungen der neuen Fabrik überwachten und die auszuführenden Arbeiten in die richtigen Wege leiteten. Die Leistungen der damals begründeten Firma sind weltbekannt; es braucht daher hier nichts darüber gesagt zu werden. Nur ist weder GEORG KAHLBAUM je ihr Leiter geworden, noch befindet sie sich jetzt an der Stelle, wo er ihren Grundstein gelegt hat. Die ihr entströmenden Gase belästigten die Einwohner der um sie herum wachsenden Stadt in so hohem Maße, daß sie von Berlin weg verlegt werden mußte.

Im Hinblick auf das scheinbar fest vorgezeichnete Lebensziel eines Fabrikdirektors entstand in dem Primaner, als er das 19te Lebensjahr erreicht hatte, bald nach Ostern 1872 der Wunsch, sich der ihm nötigen Fachausbildung möglichst bald zu widmen; dies war also ein Jahr, bevor er die Reifeprüfung an der Luisenstädtischen Gewerbeschule ablegen konnte. Nutzen konnte er von dem Bestehen des Abiturientenexamens an dieser Anstalt ja doch nicht haben; denn nach den zu jener Zeit gültigen Bestimmungen berechtigte ihr Reifezeugnis in Preußen einzig und allein zum Studium auf der Gewerbeakademie, nicht einmal zu dem auf der Bauakademie, gar nicht zu reden von dem auf den

Universitäten. Ungeachtet der Abneigung des Vaters, in den Abgang von der Schule ohne die Ablegung der Reifeprüfung zu willigen, setzte der Sohn seinen Wunsch durch, vielleicht unterstützt durch eine Eröffnung, die ich dem Vater bei einer bezüglichen Unterredung machte, daß ich nämlich das Bestehen der Prüfung nach zweijährigem Besuche der Prima wegen der vielfach vorhandenen Mängel in den Leistungen des Sohnes nicht für durchaus sicher hielte. Besonders ging ihm in den Sprachen die Achtsamkeit auf alles Kleinwerk ab: Orthographie und Interpunktion, Grammatik und Synonymik.

Noch im Sommersemester 1872 bezog er dann, mit der kleinen Matrikel zugelassen, die Berliner Universität und hörte hier vor allem die Vorlesung von A. W. HOFMANN. Ein Versuch, die kinetische Gastheorie bei dem damaligen jungen Privatdozenten Dr. WARBURG zu hören, belehrte ihn sogleich, daß hierzu seine Schulmathematik nicht ausreichte, wie er mir sehr niedergeschlagen bekannte. Nach kurzem Aufenthalte an der Berliner Universität ging er nach Straßburg und nach Heidelberg. An der letzteren Universität folgte er mit Begeisterung den Vorträgen BUNSENS, und mit noch größerer widmete er sich den Freuden des studentischen Lebens als Mitglied der Burschenschaft Allemannia. Hier fand er Gelegenheit, den urwüchsigen Mutterwitz zu entfalten, der ihm angeboren war, und den er in der Berliner Luft kräftig entwickelt hatte. In vollen Zügen genoß er den Zauber der akademischen Freiheit Altheidelbergs, und lange nach seinem Fortgange war das Andenken an die von ihm verübten Streiche unter seinen Verbindungsbrüdern lebendig.

Aber auch dieses tolle Treiben des Prinzen Heinz, das oft das Studium überwucherte, fand sein Ende. Nach einem Studium von vier Jahren, als die Genossen der frohen Stunden der Reihe nach zum Philisterium übergingen, folgte GEORG KAHLBAUM im Herbste 1876 seinem ehemaligen Hauslehrer, dem Professor Dr. PAUL SCHMIDT, der auf einen Lehrstuhl der Theologie aus Berlin nach Basel berufen war, in diese schweizerische Universitätsstadt und setzte hier im Verkehr mit HAGENBACH-BISCHOFF seine Studien fort. Unbekümmert um einen formellen Abschluß der akademischen Lehrzeit durch die Erwerbung einer akademischen Würde, arbeitete er sich allmählich in die Richtung ein, die er später

lehrend vertrat. Langsam und schrittweise entwickelte er sich nun zu seiner wissenschaftlichen Größe. Die vom Vater ins Leben gerufene chemische Fabrik lieferte ihm in ausgezeichneter Reinheit diejenigen Präparate, deren physikalische Eigenschaften er nach den exaktesten, von ihm vielfach verfeinerten Methoden feststellte: spezifisches Gewicht, Brechungsvermögen, Siedepunkt, Dampfdichte. Von 1879 an erschienen die Resultate seiner Untersuchungen zunächst in den Berichten der Deutschen chemischen Gesellschaft, deren Mitglied er geworden war. Die Sonderdrucke, welche er mir regelmäßig zusandte, versah er handschriftlich zuerst mit den Bezeichnungen Op. 1, Op. 2, ... Die Zählung geht bis Op. 19 (1885). Von da an erschienen seine größeren Arbeiten, und er unterließ das vergnügliche Spiel mit den Zahlen.

Unter den Werten der physikalischen Konstanten, welche die einzelnen chemischen Stoffe charakterisieren und bei isomeren Verbindungen gewisse Gesetzmäßigkeiten aufweisen, zog besonders der Zusammenhang zwischen dem Drucke des gesättigten Dampfes einer Flüssigkeit und seiner Temperatur die Aufmerksamkeit KAHLBAUMs auf sich. Zu ihrer Bestimmung werden zwei Methoden angewandt, die nach REGNAULT als die statische und die dynamische bezeichnet werden. Die Zahlen, welche KAHLBAUM nach der dynamischen Methode bestimmte, wichen oft von denen ab, welche andere Forscher gefunden hatten. Er schrieb diesen Umstand zuerst der Verschiedenheit der Methode zu, indem er mit MAGNUS und anderen der Meinung war, daß beim Sieden außer dem Gasdruck auf die Oberfläche der Flüssigkeit auch noch andere Kräfte, insbesondere die Oberflächenspannung, durch die entweichenden Dämpfe überwunden werden müßten. Ferner betrafen die Untersuchungen die Widerlegung des damals noch in vielen Lehrbüchern enthaltenen DALTONschen Satzes, daß in gleichen Abständen vom Siedepunkte die Dampfspannungen für alle Flüssigkeiten gleich seien. Die meisten mühsamen Arbeiten KAHLBAUMs aus der ersten Periode seiner wissenschaftlichen Tätigkeit drehen sich um die Aufhellung dieser Fragen. Zur genauen Beschreibung des Verhaltens der gesättigten Dämpfe führte er für das Verhältnis der Siedetemperatur zur entsprechenden Druckabnahme $\left(\frac{\tau - \tau_1}{b - b_1}\right)$ den Namen „spezifische Remission“

ein und zeigte, daß die aus den Versuchen gefundenen Tatsachen für die spezifische Remission sich dem DALTONschen Gesetze nicht fügen. Bezüglich der anderen Frage über die beiden Methoden zur Bestimmung des Dampfdruckes kommt er nach zahllosen Versuchen in den „Studien über Dampfspannkraftmessungen“ (Basel 1893) durch genaue Betrachtung der Vorgänge beim Sieden zu dem Ergebnisse (S. 154), „daß auch bei Anwendung der dynamischen Methode, wie wir sie handhaben können, ein Verdampfen nur an Oberflächen stattfindet; nicht aber wird die Gesamtkohäsion für die im Innern der Flüssigkeit befindlichen Molekeln gelöst. Deshalb müssen auch die beiden Methoden übereinstimmende Resultate geben.“ Tatsächlich waren die von seinen Vorgängern angegebenen Zahlen nicht richtig gewesen.

Da bei allen diesen Versuchen die Dämpfe in Räumen entwickelt werden müssen, in denen der Druck beliebig klein gemacht werden kann, so richtete sich der Blick des fleißigen Experimentators auf die Verbesserung aller hierzu erforderlichen Vorrichtungen. Insbesondere ist eine selbsttätige Quecksilberluftpumpe hierbei unentbehrlich; hieraus erklären sich seine Bemühungen um die Herstellung einer praktischen Quecksilberluftpumpe, die es ihm erst ermöglichte, die erstaunliche Menge feinster Beobachtungen zu Ende zu führen.

Die erste größere und zusammenfassende Veröffentlichung über die erwähnten Versuche ist die Dissertation „Siedetemperatur und Druck in ihren Wechselbeziehungen“ (Leipzig 1885). Das Telegramm, das den Eltern im Sommer des Jahres 1884 das glückliche Bestehen des Examen rigorosum meldete, traf den Vater nicht mehr unter den Lebenden; es wurde ihm im Sarge mitgegeben. Dem Schmerz, den der Sohn empfand, daß die Nachricht der vom Vater herbeigesehnten Krönung der Studien den Lebenden nicht mehr erreichte, verlieh er in dem Vorworte des dem „Andenken meines Vaters“ gewidmeten Buche den folgenden ergreifenden Ausdruck:

„Ich habe Dir, mein Vater, mein fertig Werk nicht in die treue Hand mehr drücken können; Dein Auge hat für immer sich geschlossen, bevor ich Dir es, dem es ja gehört, zueignen konnte. — Ja, Dir gehört es ganz; denn alles, was ich hab' und bin, ver-

dank' ich Dir und Deiner Güte nur! Du gabst, bevor zu bitten ich vermochte, gabst mehr noch, als zu hoffen ich gewagt; und wie gabst Du! — Nun aber, wo mein Dank in Taten sich Dir zeigen sollte, da schiedest Du. — Was bleibt da weiter mir, als das Erinnern an Dich heilig halten, Dir dadurch danken, daß nach Deinem Bild zu leben stets höchstes Ziel und Streben für mich sei! Das will ich denn, und wenn's auch nicht gelingt, mein Vater, Dir zu gleichen, nun so sei die Frage doch mir Richtschnur für mein künftig Handeln: Was hätt' in diesem Fall der Vater wohl getan? Find' ich die Antwort dann in Deinem Sinn, so ist des höchsten Wunschs Erfüllung mir gewährt, Dir dadurch zu danken, daß ich tu' wie Du."

Hier zeigt er, daß er hinter dem burschikosen Wesen, das er gern zur Schau trug, ein tiefes Gemüt verbarg, wie das bei humoristisch veranlagten Naturen ja stets zu sein pflegt. Wie er hier den heimgegangenen Vater feiert, so verherrlicht er in dem der Mutter gewidmeten Buche: „Über normale und anormale Dampftemperaturen" (Basel 1887), diese von ihm vergötterte Frau: „Nimm Mutter hin, was ich Dir heute biete, als Dankeszeichen und als Liebesmal. Weil wir dem Vaterlande und den Eltern alles danken, so darf ich, Mutter, Dir auch dieses Büchlein heute dankend weihn. Auch das, wie wir in einem Felde schaffen, das gänzlich fremd den eignen Zeugern ist, das danken wir dem Vaterlande wie den Eltern. Die Art ist's, wie wir schaffen, wie wir denken, die wir vom Elternhaus und Vaterland mitnahmen in das eigenste Revier. Anders schafft Hans wie Kunz, weit anders doch der Deutsche als der Franzmann. Hab' ich drum was erreicht, dank' ich's den Eltern und widme, Mutter, Dir mein jüngstes Kind, dem Du so Ahne wie all' denen, die, von Fleisch und Blut, Dich liebend Ältermutter heißen. Nimm's darum hin als Liebeszeichen und als Dankesmal deß, daß Du warst und schufst; denn auch Dein Werk ist, was ich heut' Dir bringe."

Der Tod des Vaters legte es Kahlbaum nahe, die Pflichten zu übernehmen, welche in der chemischen Fabrik zu Berlin seiner harrten. Wie sein älterer Bruder mit voller Energie die Spritfabrik leitete, so sollte er nun seine Kenntnisse zum Besten der chemischen Fabrik verwerten. Schon vorher hatte er ja manche seiner wissenschaftlichen Arbeiten in dem Laboratorium

der väterlichen Fabrik in Berlin ausgeführt, während er die meisten in seinem Privatlaboratorium in Basel vollendete. Der Versuch zur Durchführung des Planes, den der verstorbene Vater sorgfältig und liebevoll in die besten Wege geleitet hatte, fiel jedoch nicht nach den Neigungen des Sohnes aus. Die Reibungen, welche in dem geschäftlichen Betriebe entstanden, verstimmten ihn; deshalb entschloß er sich nach Jahresfrist, dem geschäftlichen Leben zu entsagen und sich ganz der wissenschaftlichen Arbeit hinzugeben.

Die Freiheit der Bewegung, die ihm in Basel vergönnt war, lockte ihn nach dieser seiner Alma Mater zurück, und von nun an begann ein so intensives Arbeiten, wie man es dem lustigen Heidelberger Studenten nicht zugetraut hatte. Zunächst vollendete er besonders seine ausgedehnten Untersuchungen über die Siedepunkte und Dampfspannungen. Die Fülle der von ihm gewonnenen Zahlen und die aus ihnen zu ziehenden Folgerungen legte er in dem schon angeführten großen Werke nieder: „Studien über Dampfkraftmessungen“ (I. Teil: Basel 1893; II. Teil, erste Hälfte: Basel 1897; zweite Hälfte: Zeitschr. f. phys. Chemie 1898). Es ist natürlich unmöglich, auf den Inhalt dieser Schrift hier näher einzugehen. Aus den theoretischen Folgerungen wollen wir nur anführen, daß KAHLBAUM außer dem DALTONschen Gesetze auch das von U. DÜHRING verwirft, nach welchem die gleichen Druckabnahmen entsprechenden Siedetemperaturabnahmen sich proportional verhalten sollen. Aber selbst wenn man mit Herrn WEINSTEIN sich für DÜHRING entscheiden wollte, so bliebe in dem KAHLBAUMschen Zahlenmaterial ein Schatz erhalten, der noch vielen Forschern nützlich werden kann. Eine Eigenheit in der Darstellung der erhaltenen Resultate mag jedoch erwähnt werden. Während MAGNUS und REGNAULT die Ergebnisse ihrer Dampfkraftmessungen beim Wasser durch empirische Formeln zusammengefaßt haben, hat KAHLBAUM darauf verzichtet, derartige Interpolationsformeln zu konstruieren; er hat vielmehr die graphische Methode vorgezogen, indem er die experimentell festgelegten Punkte durch eine ausgezogene Kurve verband. Der Grund dieses Verfahrens liegt in der unmittelbaren Veranschaulichung. „Das direkte Voraugenhaben des ganzen Verlaufes der Kurve wird sicher wenigstens vor einer widersinnigen Ausdehnung derselben eher schützen als

die rein mathematische Behandlung. Zahlen sprechen im allgemeinen nicht in dem Maße deutlich, wie es die Zeichnung tut; Zahlen müssen erst übersetzt werden, ehe sie voll und ganz wirken, und je eigentümlicher die Erscheinung, die sie ausdrücken, um so schwieriger wird es, sie zu übersetzen" (Diss., S. 77 bis 78). Gründlich, wie er in allen seinen Arbeiten war, widmete er diesen Kurven, die ihm kein Zeichner zu Dank machen konnte, viele Mühe, und die kolossalen Bogen, welche dem ersten Bande seiner Studien über Dampfkraftmessungen beigegeben sind, können jedem die Vorzüge dieses Verfahrens, falls eben der Maßstab groß genug genommen wird, vor Augen führen. Sollte jedoch die Abneigung des Verfassers gegen die rein mathematische Behandlung hier nicht durch die früher erwähnten Mängel in seiner mathematischen Ausbildung verursacht gewesen sein?

Ein Forscher von solcher Ausdauer und Energie, der täglich mit Universitätslehrern umging, mußte natürlich auch danach streben, als akademischer Lehrer seine Kenntnisse und Erfahrungen denen mitzuteilen, die in die wissenschaftliche Forschung eingeführt werden sollen. In Deutschland konnte sich KAHLBAUM nicht habilitieren, weil er kein Reifezeugnis einer neunklassigen Schule besaß. Da war es ein Glück, daß in der Schweiz mit ihren freieren Institutionen ihm kein Hindernis im Wege stand. An derselben Universität, die ihn zum Doktor promoviert hatte, mit deren Professoren er im freundschaftlichen Verkehr stand, habilitierte er sich 1887 für das Fach der physikalischen Chemie; hier in Basel wurde er 1892 zum außerordentlichen, 1899 zum ordentlichen Professor ernannt, allerdings auch unter außergewöhnlichen Bedingungen.

Für das Fach der physikalischen Chemie bestand an der Baseler Universität kein Lehrstuhl, und der Kanton konnte dafür auch keine Mittel flüssig machen. Durch das vom Vater ererbte Vermögen war KAHLBAUM jedoch in die Lage gesetzt, nicht nur auf eine Besoldung verzichten zu können, sondern auch sein Laboratorium selbst herzurichten, es mit den kostbarsten Instrumenten auszustatten. Er gestattete sogar die Benutzung dieses seines Privatinstituts gern den Kollegen, die ihn darum baten; ebenso lieferte er den Studenten, die unter ihm arbeiteten, alles, was sie für ihre Versuche brauchten. Für seine Lehrtätigkeit an der

Baseler Universität hat er also nie ein Gehalt bezogen; trotzdem nahm er es mit der Erfüllung aller Pflichen eines akademischen Lehrers sehr genau. Als ihn die Reihe traf, verwaltete er als ordentlicher Professor mit großer Gewissenhaftigkeit die Geschäfte des Dekans.

Den freien Einrichtungen der Schweiz ist es demnach zu danken, daß Georg Kahlbaum sich ungebunden zu der Höhe entwickeln konnte, die er erreicht hat; hier konnte er auch als akademischer Lehrer unbehindert alle seine Fähigkeiten entfalten. Für uns, die wir in der gesetzlich geregelten Ordnung aller unserer Verhältnisse aufgewachsen sind, wirkt die Bekanntschaft mit freieren Institutionen zunächst befremdlich, dann aber doch wieder erfrischend. Als ich im vorigen Jahre dem protestantischen Gottesdienste in Baden bei Zürich beiwohnte, war ich erstaunt über die freimütigen Ansichten, die der Prediger von der Kanzel verkündigte, die bei uns jedenfalls zu einer Disziplinaruntersuchung gegen den Redner Anlaß gegeben hätten. Und doch war die Predigt so erbaulich, wie ich selten eine gehört habe, weil sie vom Übersinnlichen absah, das Allgemeinmenschliche aber in vortrefflicher Weise herausschälte. Solche freiheitliche Luft umwehte unseren Kahlbaum in Basel und machte ihm die alte deutsche, jetzt schweizerische Stadt zur lieben zweiten Heimat, über die er jedoch nie sein deutsches Vaterland vergaß.

Noch einige Worte seien über das Fach der physikalischen Chemie hinzugefügt, das er an der Baseler Universität gelehrt hat. Man darf dabei nicht an diejenige Richtung denken, die in ihren Hauptvertretern verkörpert ist, bei der uns die Verwertung der Lehren der Thermodynamik in der Chemie vorschwebt. Hierzu fehlte Kahlbaum die mathematische Durchbildung. Seine Stärke bestand im fein durchgeführten Experiment, an das er ohne theoretische Vorurteile mit unbefangenem, naivem Geiste herantrat. Man kann ihn etwa mit Magnus vergleichen, der auch bei seinen Experimentaluntersuchungen von einer mathematischen Forschung über die von ihm behandelten Fragen absah.

Kehren wir nun aber zur Schilderung der wissenschaftlichen Forschungen Kahlbaums zurück. Durch die jahrzehntelange Beschäftigung mit der Untersuchung der näheren Umstände beim Übergange einer Flüssigkeit in Dampfform wurde er naturgemäß

auf das Gebiet geführt, wo er die schönsten Erfolge seiner Experimentierkunst geerntet hat. Noch während des Abschlusses seiner Versuche zur Dampfkraftmessung beschäftigte ihn die Frage der Destillation von Metallen; ihre Bewältigung beanspruchte etwa zehn Jahre. Hier bedurfte er aller Geschicklichkeit, die er sich beim Bau der Apparate für jene lang ausgedehnten Untersuchungen erworben hatte; neue Mittel mußte er ersinnen, um mit Geduld für die langsam verlaufenden Prozesse die konstanten Bedingungen zu sichern. In der Mitteilung an die Naturforschende Gesellschaft in Basel sagt er hierüber: „Ich habe eine neue Methode zu beschreiben. In ihrer Ausführung ist sie sehr einfach: Ein Destillierofen, eine Luftpumpe und ein Manometer, das ist alles, was man braucht. Die Schwierigkeit bestand allein darin, eine Pumpe zu bauen, die tage- und wochenlang einen Druck von einigen hunderttausendsteln Millimetern hält; ein Manometer zu beschaffen, das solche Größen zu messen gestattete, und handliche, nicht zu kostspielige Destillationsapparate anfertigen zu lassen, die tage- und wochenlang, ohne undicht zu werden, Temperaturen von 1000°, 1200°, auch 1400° aushielten und auch noch eine kurze Zeit hindurch bis auf etwa 1600° erhitzt werden konnten.“ Und am Schlusse des Vortrages, in welchem über die Besiegung aller Schwierigkeiten und die glücklichen Erfolge berichtet wird, erklärt er: „Mit einer gewissen Befriedigung darf zum Schluß wohl noch darauf hingewiesen werden, daß, als die Studien seiner Zeit begonnen wurden, noch so gut wie gar keine Apparate vorlagen, die eine Durchführung derselben gestattet hätten. Vom Ersten bis zum Letzten, die Schliffe und die Hähne, die Quecksilberverschlüsse, Volumometer und selbsttätigen Quecksilberpumpen, sie alle und in all' ihren Teilen sind in dem hiesigen physikalischen und chemischen Laboratorium konstruiert und gebaut worden und haben von Basel aus sich verbreitet und freundliche Aufnahme gefunden, so auch anderwärts ihren Zweck erfüllend, dem Fortschritt der Wissenschaft zu dienen.“

Als er endlich über alle Schwierigkeiten Herr geworden war, trat er zögernd mit den Ergebnissen vor die Öffentlichkeit. Seine Mitteilungen über die gelungene Destillation von Selen, Tellur, Kalium, Natrium, Lithium, Arsen, Antimon, Aluminium, Magnesium, Calcium, Strontium, Baryum, Zink, Cadmium, Thallium,

Blei, Wismut, Kupfer, Silber, Gold, Nickel, Eisen, Chrom, Zirkon, Zinn im Vakuum wurden auf den Naturforscherversammlungen von München und Hamburg mit dem lebhaftesten Beifall begrüßt. Wenn schon die Tatsache, daß Metalle wie Gold, Eisen, Kupfer durch Destillation sich als kompakte Massen gewinnen lassen, an sich höchst merkwürdig ist, so sind die gewonnenen Destillationsprodukte von einer Reinheit, die man auf anderem Wege nie erreicht hat, und es war nun erst möglich, die physikalischen Eigenschaften der Metalle mit Sicherheit festzustellen. Von jüngeren Physikern unterstützt, ist KAHLBAUM hier zu vielen neuen Resultaten gekommen. Besonders bot die Untersuchung einer so oft und so lange untersuchten Größe wie des spezifischen Gewichtes manche Überraschung. Indem die gewonnenen Metalle starkem Drucke ausgesetzt wurden — bis zu 20000 Atmosphären —, zeigte sich z. B. beim Kupfer zuerst eine Zunahme, dann eine Abnahme des spezifischen Gewichtes. Von den verschiedenen anderen physikalischen Größen, wie der spezifischen Wärme, wollen wir hier nicht weiter reden, aber doch erwähnen, daß KAHLBAUM an dem Gelingen der fraktionierten Destillation einer Nickelmünze, durch die er das in ihr enthaltene Kupfer in aller Reinheit gewann, seine besondere Freude hatte. Nach meiner Meinung zeigen diese Versuche KAHLBAUM auf der größten Höhe der Experimentierkunst, und es ist bedauerlich, daß er, immer noch mit weiteren Forschungen auf diesem Gebiete beschäftigt, vorzeitig von seinem Wirken abberufen worden ist.

Von der Darstellung aller sonstigen experimentellen Leistungen, insbesondere derer auf dem Gebiete der Photographie, wo er zuletzt die Einwirkung der radioaktiven Substanzen auf die lichtempfindliche Platte studierte und merkwürdige Erscheinungen entdeckte, müssen wir absehen, weil wir endlich noch auf das zweite Feld eingehen müssen, auf dem er mit staunenswertem Fleiße und anerkanntem Erfolge sich betätigt hat, die Geschichte der Physik und Chemie.

Die Quellenstudien, welche KAHLBAUM bei der Auffassung seiner ersten Arbeiten über die Siedepunkte der Flüssigkeiten anstellte, veranlaßten ihn, der historischen Entwickelung der experimentellen Naturwissenschaft eine größere Aufmerksamkeit zuzuwenden. Er machte die Wahrnehmung, daß viele in dieser

Beziehung vorhandene Ansichten durchaus unrichtig sind, und bald nahmen diese seiner Natur zusagenden Studien in seinem Leben einen immer breiteren Raum ein, bis sie zuletzt den Hauptteil seiner Zeit beanspruchten, und indem er bei der Darstellung der Ergebnisse seiner literarischen Forschungen neue treibende Kräfte seines Geistes entdeckte und entfaltete, fand er gerade in dieser historischen Schriftstellerei hohe Befriedigung. Beim Anblick der vielen und umfangreichen Veröffentlichungen auf diesem Gebiete, die er in dem letzten Jahrzehnt seines Lebens vollendet hat, sollte man meinen, daß er kaum für die großen Experimentalarbeiten, die in derselben Periode durchgeführt sind, noch Zeit hätte haben können. Die Fülle des verarbeiteten Materials, die Genauigkeit und Zuverlässigkeit aller Angaben, die Formvollendung der Sprache, alles weckt die höchste Bewunderung. Große Reisen, auf denen er den Quellen nachspürte, ausgedehnte Korrespondenzen mit den verschiedensten Personen und Behörden im Inlande und Auslande, Ankäufe seltener Schriften, alles mußte dazu dienen, das Material in möglichster Vollständigkeit herbeizuschaffen.

Einzelne kleinere Biographien: THEOPHRASTUS PARACELSUS (Basel 1894), WILHELM EISENLOHR (Karlsruhe 1899), zwei Vorträge über SCHÖNBEIN (Basel 1899 und 1900) zeigen KAHLBAUM im Vollbesitz alles dessen, was ein Historiker braucht: die genaueste Kenntnis des Stoffes, vorurteilsfreie Prüfung der Dokumente, liebevolle Versenkung in den Gegenstand, Beherrschung der Sprache, alles getragen von humorvollem Gemüte, von einem aus der Höhe mit freiem Blick in die Tiefe schauenden Geiste. Die Schlußworte in dem zweiten Vortrage „Aus CHRISTIAN FRIEDRICH SCHÖNBEINS Leben“ (S. 25) kann man mutatis mutandis auf KAHLBAUM selbst anwenden: „Obwohl so durch und durch Schwabe, ist doch SCHÖNBEIN ohne Basel als Hintergrund nicht wohl zu denken. Die mindere Stadt, der Rhein, die alte Brücke, Grisemähli, Zunftessen und Aschermittwoch, sie gehören zu ihm; und wenn wir als Baseler stolz darauf sein dürfen, daß wir SCHÖNBEIN so lange Zeit den unseren nennen durften, so muß auch die Welt der Stadt Basel dankbar sein, daß sie SCHÖNBEIN den Nährboden gab, in dem er sich, so für sich, und so knorrig, entwickeln konnte zu einem Forscher, so groß, so be-

deutend, zu einem Menschen so eigenartig, so besonders, daß er zu dem wurde, was ihn mit einem Worte am besten kennzeichnet, daß er wurde zu einem Charakter!"

Dieser Charakter hatte es KAHLBAUM angetan; er konnte sich gar nicht genug tun in der Verherrlichung dieses Mannes, den er als seinen Vorgänger auf dem Lehrstuhl für physikalische Chemie in Basel ansah. Von den Monographien aus der Geschichte der Chemie, die KAHLBAUM von 1897 bis 1904 bei J. A. Barth in Leipzig herausgegeben hat, behandeln die Hefte 4 und 6: „CHRISTIAN FRIEDRICH SCHÖNBEIN. Ein Blatt zur Geschichte des 19. Jahrhunderts." Von GEORG W. A. KAHLBAUM und ED. SCHAER. Das Heft 5 liefert: „JUSTUS von LIEBIG und CHRISTIAN FRIEDRICH SCHÖNBEIN." Briefwechsel 1858 bis 1868. Herausgegeben von GEORG W. A. KAHLBAUM und Ed. THON. Endlich sind zu nennen: „The letters of FARADAY and SCHOENBEIN 1836—1862. With notes comments and references te contemporary letters." Edited by GEORG W. A. KAHLBAUM and FRANCIS v. DARBISHIRE. Basel und Landau 1899. „Zwanzig Briefe gewechselt zwischen JÖNS JAKOB BERZELIUS und CHRISTIAN FRIEDRICH SCHÖNBEIN in den Jahren 1836—1847." Herausgegeben von GEORG W. A. KAHLBAUM. Basel 1898. Im ganzen sind also außer den beiden kleineren Vorträgen dem Andenken SCHÖNBEINS fünf Bände gewidmet, von denen die eigentliche Biographie 562 Textseiten umfaßt.

Überhaupt ist KAHLBAUM nur in einem der acht Hefte jener Monographien nicht als Autor aufgetreten. Wir fügen daher die Titel dieser seiner Schriften hier gleich hinzu. Heft 1: „Die Einführung der LAVOISIERschen Theorie im besonderen in Deutschland. Über den Anteil LAVOISIERS an der Feststellung der das Wasser zusammensetzenden Gase." Von GEORG W. A. KAHLBAUM und AUG. HOFMANN. Heft 2: „Die Entstehung der DALTON schen Atomtheorie in neuer Beleuchtung. Ein Beitrag zur Geschichte der Chemie." Von HENRY E. ROSCOE und ARTHUR HARDEN. Ins Deutsche übersetzt von GEORG W. A. KAHLBAUM. Heft 7: „JAKOB BERZELIUS. Selbstbiographische Aufzeichnungen." Herausgegeben im Auftrage der Königl. Schwed. Akademie der Wissensch. von H. S. SÖDERBAUM. Nach der wörtlichen Übersetzung von EMILIE WÖHLER bearbeitet von GEORG W. A. KAHLBAUM. Heft 8: „JUSTUS

von LIEBIG und FRIEDRICH MOHR in ihren Briefen von 1834 bis 1870. Ein Zeitbild." Herausgegeben und mit Glossen, Hinweisen und Erläuterungen versehen in Gemeinschaft mit OTTO MERCKENS und W. J. BARAGIOLA von GEORG W. A. KAHLBAUM.

Es kann natürlich nicht davon die Rede sein, auf alle diese Schriften hier einzugehen, die Reihe der Titel genügt, um ihre Bedeutung für die Wissenschaft klarzulegen, die zu ihrer Herstellung aufgewandte Arbeit zu kennzeichnen. Außer verschiedenen kleineren Artikeln, die besonders die Geschichte der Spektralanalyse betreffen, müssen wir noch nennen: „FRIEDRICH WÖHLER. Ein Jugendbildnis in Briefen an HERMANN v. MEYER." Herausgegeben und mit Anmerkungen versehen von GEORG W. A. KAHLBAUM. Der Königlichen Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen zum hundertsten Geburtstage ihres langjährigen beständigen Sekretärs FRIEDRICH WÖHLER am 31. Juli 1900 (Leipzig 1900).

Als auf der Naturforscherversammlung zu Hamburg die Bildung der „Deutschen Gesellschaft für Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften" beschlossen wurde, war natürlich GEORG KAHLBAUM einer der eifrigsten Gründer, und er wurde sofort Mitglied der Redaktion für die Herausgabe der „Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften", zu denen er eine Anzahl seiner gründlichen und geistvollen Rezensionen beigesteuert hat. Für die Biographie des Chemikers BUNSEN, mit deren Abfassung er durch die Deutsche Chemische Gesellschaft betraut war, hatte er schon manche Vorarbeiten gemacht; sein Tod hat die von ihm erhoffte Leistung vereitelt.

Wie tief der Gedanke einer Geschichte der Naturwissenschaft bei KAHLBAUM wurzelte, geht aus einem Vortrage hervor, den er in der öffentlichen Jahresschlußsitzung der Naturforschenden Gesellschaft zu Basel am 7. Juli 1897 gelesen hat: „Mythos und Naturwissenschaft unter besonderer Berücksichtigung der Kalewala" (Leipzig 1898). Er zeigt hier, welche Schlüsse man aus den Mythen eines Volkes auf seine Kenntnisse in den Naturwissenschaften ziehen kann. „Ich habe versucht nachzuweisen, eine wie verläßliche Quelle für die Geschichte der Naturwissenschaften uns im Mythos fließt, die auch, wenn wir sie nur richtig fassen, ausgiebig genug ist, um solche Arbeit, wie sie in der Weise hier

zum ersten Male versucht wurde, reichlich zu lohnen. Sie wird uns lehren, wie der Mensch an der Schwelle der Geschichte schon einen reichen Schatz naturwissenschaftlicher Kenntnisse sich erworben hatte, den recht zu verstehen der Vergleich der einzelnen Mythen das Mittel an die Hand gibt, wie er das Erworbene zu verbinden trachtete, und wird uns gestatten, das aufzubauen, was ich bezeichnen möchte als Prähistorische Naturwissenschaft."

Mit allen diesen Drucksachen ist die literarische Tätigkeit Georg Kahlbaums noch immer nicht erschöpft. Die Leichtigkeit, mit der er die Feder führte, veranlaßte ihn, auch für die Tageszeitungen populäre Artikel zu schreiben. Von diesen hat er zwei Serien nachträglich in Buchform vereinigt: „Eine Spitzbergenfahrt. Plaudereien von Georg W. A. Kahlbaum" (Leipzig 1896). „Um halb Europa herum. Eine Empfehlung von Georg W. A. Kahlbaum" (Basel 1902). Wer den liebenswürdigen Menschen Kahlbaum kennen lernen will mit seinem offenen Gemüte und seiner Genußfröhlichkeit, wer seine Gewandtheit in der Handhabung der deutschen Sprache bewundern will, der lese diese für das Feuilleton der Baseler Nationalzeitung hingeworfenen Skizzen. Mit welchem Behagen setzt er in dem zweiten Büchlein S. 48 bis 50 die reiche Speisenfolge vom 8. Oktober auf dem Dampfer „Stuttgart" hin, an der er, der seefeste Epikuräer, sich erlabt hat! Und mit welcher Meisterschaft weiß er in den Plaudereien über die Spitzbergenfahrt, die er zur Besichtigung des ersten geplanten Aufstiegs von Andrée unternommen hatte, die gewollte Stimmung zu erzeugen. Man vergleiche die Schilderung der Liebesbai (S. 77): „Der Name Liebesbai hat wirklich etwas mit dem Worte Liebe zu tun. Zur Zeit als der Walfang auf Spitzbergen noch florierte, zogen den Schiffern, die sich zu Zehntausenden in den Sommermonaten hier ansammelten, auch die Hyänen der redlichen Arbeit nach: der „olle ehrliche Seemann", und die holden Priesterinnen der Venus vulgivaga. Es mag ein schönes Geschlecht gewesen sein, das hier unter dem 80. Breitengrad in Segen wirkte. ‚Der ganze Frühling duftet darein'. Bar Geld gab es nicht, und so wurde der Minnesold in Speck berichtigt. Die Liebesbai war der Sammelpunkt dieser Ehrenmänner und -frauen; und sie hatten nicht übel gewählt, denn landschaftlich bietet dieser nördlichste Hafen Westspitzbergens wohl das Schönste, was die Insel aufweisen kann."

Bei der Beschreibung der Amsterdaminsel heißt es: „Wehmütig fast könnte diese weltferne Schädelstätte uns stimmen; die rauhe schweigende Natur, der harte, steingraue Boden, auf welchem die weißen, verwitterten Knochen, die Wirbel und Schädel verstreut liegen. Dabei kein Zeichen liebenden Gedenkens, nur das gewohnheitsmäßige Kreuz! Und doch, auch diese alle sind von Menschenmüttern geboren! — Doch die Stimmung verfliegt; hier ist kein Friedhof, kein Gottesacker. Die Mehrzahl derer, die hier eingescharrt, sie sind in wüsten Raufhändeln erschlagen worden. Nicht ernst und still und gewaltig ist hier der Tod an seine Opfer getreten, nicht als ein kühner, begeisterungsmutiger Kämpfer hat er sich die Opfer gekürt; ein tobender trunkener Geselle, ein beutegieriger Wüstling, hat er seine Zechgenossen erschlagen, hat ihnen feig hinterrücks das Messer in den Leib gestoßen oder mit schwerem Schlag ihnen den Schädel gespalten! — Dies ist kein Friedhof, ist kein Gottesacker."

Sein künstlerischer Sinn, der im elterlichen Hause geweckt war, und den er in der eigenartigen Ausschmückung seines Heims in Basel betätigte, bewährte sich in dem Gefühl für sprachliche Schönheit, die er sowohl in seinen akademischen Vorträgen, als auch besonders in seinen Schriften zu wahren sich befleißigte. Auch bei den Übersetzungen aus fremden Sprachen wog er die Ausdrücke wieder und wieder gegeneinander ab und feilte den Satzbau aufs feinste aus. Weniger bekannt dürfte es sein, daß er gelegentlich seine Empfindungen in Gedichten ausströmte und eine bemerkenswerte Gewandtheit in der Behandlung der poetischen Form besaß.

Auf der Höhe des Lebens stehend, mit weit aussehenden Plänen sich tragend, mußte er erfahren, daß sein weit über das gewöhnliche Maß hinausgehender Körper den Geboten des Geistes nicht mehr gehorchte. Schon 1901 schrieb er mir: „Darf ich bitten, mich Ihrer Gattin, meiner treuen Pflegemutter, bestens zu empfehlen? Ach wenn einem doch einmal wieder etwas so gut schmeckte wie an ihrem runden Tisch in der Moritzstraße das deutsche Beefsteak mit den ganz leicht gezuckerten gebratenen Kartoffeln!" — Als ich Anfang April 1903 zu dem internationalen historischen Kongreß nach Rom fuhr, hoffte ich, in der achten Sektion, der die Geschichte der exakten Wissenschaften zugeteilt

war, meinem alten Schüler und Freunde zu begegnen; aber sein Mitredakteur der Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und Naturwissenschaften, Herr SUDHOFF, brachte mir die betrübende Nachricht, daß er nicht unbedenklich am Herzen litte und einer ungewissen Zukunft entgegensähe. Von diesem Leiden hat er sich nicht mehr erholt. Die Schonung, welche ihm von den Ärzten zur Pflicht gemacht wurde, und welche in völliger Enthaltung von geistiger Arbeit bestehen sollte, hat er nicht inne gehalten. Seine alte Mutter, die die Mitte der Siebziger überschritten hatte, nahm ihn wiederholt unter ihre Aufsicht, konnte aber doch nicht immer um ihn sein, um den Puls zu überwachen. Bei seiner letzten Kur in Heidelberg hielt sie strenge darauf, daß er höchstens zehn Minuten hintereinander arbeitete, weil dann immer eine Steigerung des Pulses eintrat. Wer das vorzüglich gelungene Marmorbild des Verstorbenen auf der diesjährigen großen Kunstausstellung mit dem gewaltigen Kopfe und den gedrungenen Schultern gesehen hat, wird auch, ohne ihn gekannt zu haben, begreifen können, wie gefährlich ein Herzleiden bei solchem Körper sein muß.

Als ich im August des vergangenen Jahres mich in Baden bei Zürich mit meiner Frau aufhielt und zur Heimreise rüstete, besprachen wir gerade die Möglichkeit eines Besuches bei unserem alten GEORG in Basel; ich zweifelte, ob er zu jener Zeit anwesend wäre, da er gewiß irgendwo eine Kur gebrauchen müsse. Da brachte eine Schweizer Zeitung die Nachricht von seinem plötzlichen Tode. Erschreckt und betrübt berieten wir, ob wir wohl die Zeit der Bestattung erfahren und dazu nach Basel fahren könnten; doch schon die nächste Nummer der Zeitung meldete die Einäscherung der Leiche im Krematorium zu Basel. Ohne besondere warnende Anzeichen war er am 28. August 1905 am Vormittage in seinem Laboratorium zusammengebrochen, als er eben Anweisungen zur Anfertigung eines Apparates geben wollte; ein Herzschlag hatte seinem tatenreichen Leben ein jähes Ende bereitet. Seine Mutter, die auf die telegraphische Todesanzeige sofort herbeieilte, konnte nur seine Wünsche bezüglich der Feuerbestattung ausführen. Die Asche ihres Sohnes in Berlin auf einem Friedhofe aufzustellen, machte ihr unerwartete und große Schwierigkeiten.

Ein lebensfrohes und fruchtbares Dasein war plötzlich geendigt. Alles, was des Menschen Herz bewegt, fand in seiner Seele freudigen Widerhall. Liebe zur Natur, zur Wissenschaft, zur Kunst, zur Poesie, zum Vaterlande, Frohsinn im Lebensgenuß war in ihm vereinigt. Nach einer Zeit langsamer und allmählicher Entwickelung reiften in rascher Folge die Früchte, mit denen er uns beschenkt hat. Mit Gütern reich gesegnet, zog er sich nicht auf ein träges Genießen der ihm leicht zugänglichen Freuden zurück, gegen die er durchaus nicht unempfänglich war, sondern die er als Kenner in feiner Auswahl auch gern durchkostete. Allein seinen wahren Lebenszweck sah er in unablässiger Arbeit für die Wissenschaft. Die ihm zugefallenen Mittel verwendete er weise auf die Durchführung solcher Versuche, für welche andere weder die Zeit noch das Geld haben. Hierbei verfuhr er nicht egoistisch, sondern er teilte gerne aus der Fülle seines Besitzes und seines geistigen Vermögens mit, indem er immer die Förderung der Wissenschaft im Auge behielt.

An ihm bewahrheitete sich nach seinem Abscheiden das GOETHEsche Wort: „Die Stätte, die ein guter Mensch betrat, ist eingeweiht; nach hundert Jahren klingt sein Wort und seine Tat dem Enkel wieder.“ Dankbar für die Gewährung eines Platzes, auf dem er in freiem Umgange mit Männern der Wissenschaft seine Fähigkeiten hatte entfalten können, hinterließ er seinen kostbaren Apparat der Baseler Universität. Die ihm geistig gleichende Mutter wünschte aber, daß die Professur, die ihr Sohn an dieser Universität begründet hatte, nicht wieder eingehe. Deshalb übergab sie der Universität ein Kapital von 100 000 Franken zur dauernden Begründung eines Lehrstuhles für physikalische Chemie. Diese Stiftung wird sein Andenken in Basel für alle Zukunft erhalten.

Seine Arbeiten, die noch nach seinem Tode ihre Wirksamkeit ausüben werden, sichern ihm in der Wissenschaft einen ehrenvollen Namen. Auch unsere Deutsche Physikalische Gesellschaft, der er angehörte, der er aus der Ferne Mitteilungen zur Veröffentlichung zugesandt hat, und die bei der Nachricht von seinem Ableben ihre Trauer in der üblichen Form bekundet hat, wird das Andenken an GEORG KAHLBAUM in Ehren halten.

Die Gestaltungskraft fliefsender Kristalle;
von Karl Fuchs (Prefsburg).

O. LEHMANN spricht[1]) über „Die Gestaltungskraft fließender Kristalle" und sagt: Fließende Kristalle in flüssigen Medien nehmen von selbst polyedride Gestalt an (d. h. die Gestalt von Polyedern mit abgerundeten Kanten und Ecken). Wenn diese Kristalle durch äußere Gewalt deformiert werden, kehren sie aus eigener Kraft doch wieder in die polyedride Gestalt zurück und erwecken den Schein von Elastizität. Die Kraft, derzufolge fließende Kristalle nach der polyedriden Gestalt gravitieren, nennt O. LEHMANN „Gestaltungskraft" und gibt folgendes Bild von ihr:

„Betrachtet man einen Flüssigkeitstropfen als Aggregat bewegter Moleküle, so ist es offenbar die Stoßwirkung dieser Moleküle, die die Wirkung der Oberflächenspannung kompensiert." An den anisotropen Kristallen ist (nach LEHMANN) die Oberflächenspannung dennoch isotrop, d. h. unabhängig von der Anordnung der Moleküle und in allen Punkten dieselbe. Die „Expansivkraft" aber, die in den allseitigen Stößen der Moleküle liegt (durch die die umgebenden Moleküle abgetrieben werden), die ist anisotrop, d. h. in bestimmten Richtungen stärker, als in anderen Richtungen. „In diesen bestimmten Richtungen vermögen die Moleküle also kräftigere Stoßwirkungen hervorzubringen; die Oberflächenhaut wird an diesen Stellen stärker hervorgetrieben, bis der dadurch geweckte stärkere Kapillardruck nach innen die Stoßwirkung eben kompensiert."

1. LEHMANN wendet hier LAPLACEsche Begriffe in ungebräuchlicher Form an; vielleicht gelingt uns aber eine Anpassung seiner Entwickelungen an die gebräuchlichen Formen. LEHMANN scheint mit LAPLACE folgendermaßen zu schließen. Im Innern des Kristalls wirken die Anziehungen der umgebenden Moleküle auf jedes einzelne Molekül so symmetrisch, daß sie wirkungslos bleiben, als wären sie gar nicht vorhanden. Die Moleküle der

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 7, 1906.

Oberflächenschicht erleiden aber effektiv einen normal zur Oberfläche gerichteten Zug und üben daher den Kapillardruck aus, der bei Flüssigkeiten Tausende von Atmosphären beträgt und die eben so ungeheuer große „Expansivkraft“ paralysiert. Die sehr geringe Oberflächenspannung erscheint nach dieser LAPLACEschen Auffassung als Scheinkraft, deren Bild dadurch zustande kommt, daß der Kapillardruck an konvexen Stellen um ein Geringes größer, an konkaven Stellen um ein Geringes kleiner ist, als an ebenen Stellen der Oberfläche. Der Theoretiker macht nun mit LAPLACE folgende Unterscheidung. Unter dem „Kapillardruck“ (wenn wir bei diesem Ausdruck bleiben wollen) versteht der Theoretiker den Druck, den die Oberflächenhaut an irgend einer Stelle auf die eingeschlossene Flüssigkeit ausüben würde, wenn sie an dieser Stelle eben wäre. In diesem Sinne hat der Kapillardruck an allen Stellen der Flüssigkeitsoberfläche denselben Wert, erzeugt also in der Flüssigkeit an allen Stellen, in jeder Richtung denselben Binnendruck; ebenso hat aber auch die Oberflächenspannung einer Flüssigkeit an allen Stellen denselben Wert, nur der Druck, den die Oberflächenspannung auf die Flüssigkeit ausübt, hängt von der Krümmung der Oberfläche an der betreffenden Stelle ab. Der Gesamtdruck, den die Oberfläche an irgend einer Stelle ausübt, wird also seit LAPLACE aufgefaßt als Summe des überall gleichen Kapillardruckes, und des von der Krümmung abhängigen Druckes, den die Oberflächenspannung ausübt. LEHMANN meint nun offenbar in seinen Entwickelungen überall diesen Gesamtdruck, und die Mathematik kommt ihm dabei insofern entgegen, als sie zeigt, daß Oberflächenspannung und Kapillardruck stets gleichzeitig isotrop sind.

In den Folgerungen kann der Theoretiker den LEHMANNschen Entwickelungen kaum folgen. Da der Oberflächenspannungsdruck gegen den Kapillardruck verschwindend klein ist, könnte er nur verschwindend kleine Exzesse der Expansivkraft paralysieren; daß aber die Anisotropie der Expansivkraft eine verschwindend kleine wäre, scheint LEHMANN kaum anzunehmen. Ein zweites Bedenken möge folgendes Bild veranschaulichen. Denken wir uns den fließenden Kristall in einem homogenen Medium, das die Form eines kugelförmigen Tropfens hat, und in dem der fließende Kristall keine Oberflächenspannung hat. Dann

steht der anisotropen Expansivkraft ein in allen Punkten, in jeder Richtung gleicher Kapillardruck entgegen, der von der Oberfläche des Tropfens stammt; die Exzesse der Expansivkraft in bestimmten Richtungen werden also nicht paralysiert. Was wird dann geschehen? Der Kristall müßte sich in diesen Richtungen fort und fort strecken; er müßte in einem Fadenstern auseinander fahren, bis diese Strahlen sich gegen die Oberfläche des Tropfens stemmen und dort Protuberanzen erzeugen; erst dann wären die Exzesse der Expansivkraft paralysiert. Unmöglich ist diese Speichenbildung ja a priori nicht; es sprechen aber keine Erfahrungen für sie. Der Theoretiker müßte sich also der LEHMANNschen Theorie der Formgravitation fließender Kristalle gegenüber reserviert verhalten.

2. Ich will es versuchen, das Gravitieren der flüssigen Kristalle nach einer bestimmten polyedriden Gestalt aus dem Arbeitsprinzip zu erklären. In einer älteren Arbeit[1]) habe ich den Bau der Kristalle aus folgenden Sätzen abgeleitet:

a) Die Moleküle verhalten sich im Kristalle so, als wären sie Ellipsoide, und zwar entweder Kugeln (tesserales System) oder Rotationsellipsoide, oder allgemeine Ellipsoide.

b) Die Molekularanziehungen der Moleküle verhalten sich im allgemeinen nicht so, als wäre ihr Sitz im Mittelpunkt des Moleküles.

c) In einem Kristalle sind die Moleküle so gelagert, daß die Molekularkräfte ein Maximum der Arbeit geben.

Aus diesen Grundsätzen lassen sich nicht nur die Formen der Kristalle ableiten, sondern auch ihre optischen Eigenschaften, wenn wir folgenden ergänzenden Satz anwenden:

d) In einem Kristalle fallen die optischen Elastizitätsachsen mit den Achsen der Molekülellipsoide zusammen.

Aus diesem Satze ergibt sich die einfache und doppelte Brechung des Lichtes und die Lage der optischen Achsen in den einzelnen Kristallsystemen in voller Übereinstimmung mit der Erfahrung, was zugunsten der Theorie spricht. Es soll nun für das tesserale System unter den einfachsten Annahmen die LEHMANN-

[1]) K. Fuchs, Beitrag zur Theorie der Kristallisation. Exners Rep. 1888, S. 199.

sche Gestaltgravitation aus dem Prinzip der größten Molekulararbeit abgeleitet werden.

Im tesseralen System nehmen wir an, daß die Moleküle sich wie Kugeln verhalten, deren Mittelpunkt der Satz der Anziehungskräfte ist. Wenn in einem tesseralen Kristall die Kugeln sich so aneinander legen sollen, daß die Molekularkräfte die größte mögliche Arbeit leisten, dann müssen sie sich tetraedrisch ordnen, d. h. so, daß die Mittelpunkte von je vier einander berührenden Molekülen, durch gerade Linien (Bänder) miteinander verbunden, ein Tetraeder geben. Man kann sich leicht aus einer größeren Anzahl von Marmeln oder Schrotkugeln, die man mit irgend einem Kitt verbindet, ein Tetraeder von solchem tetraedrischen Gefüge herstellen und es kristallographisch richtig aufstellen. Wir sehen dann, daß die Kugeln in jeder Tetraederfläche dreieckig geordnet sind und in Reihen liegen, die den drei Seiten der Fläche parallel laufen. Eine beliebige Kugel *m* in irgend einer Tetraederfläche gehört, genauer gesprochen, drei Reihen oder Ketten an, die den drei Seiten der Fläche parallel laufen und sich in *m* kreuzen.

Den Gedanken der Molekülreihen oder Ketten wollen wir aufgreifen. Jede der sechs Kanten des Tetraeders besteht aus einer Kette einander berührender Moleküle. Wenn wir das Modell genau betrachten, finden wir, welche Kantenkette am Tetraeder wir auch immer ins Auge fassen mögen, immer können wir den ganzen Körper als Summe von Ketten von eben dieser Richtung auffassen. Im Tetraeder erkennen wir also sechs Kettensysteme von den Richtungen der sechs Tetraederkanten, und jedes Binnenmolekül kann als gemeinsames Glied von sechs Ketten aufgefaßt werden. Dasselbe Resultat finden wir übrigens, wenn wir beachten, daß jedes Binnenmolekül von zwölf Molekülen eingehüllt ist, von denen je zwei das Zentralmolekül in diametralen Punkten berühren, wodurch die sechs Kettenrichtungen bestimmt sind.

Wir führen nun den Begriff der Arbeitsfähigkeit der Moleküle ein. In erster Annäherung nehmen wir an, daß nur unmittelbar in Kontakt befindliche Moleküle einander anziehen, als wären die Kontaktpunkte der Sitz der Anziehungskräfte. Wenn wir zwei Moleküle in Kontakt bringen, dann leisten die

Anziehungskräfte eine gewisse Arbeit, die wir gleich Zwei setzen wollen, so daß wir in der Rechnung auf jeden gebundenen oder besetzten Kontaktpunkt die Arbeit Eins rechnen können. Im Sinne dieser Auffassung unterscheiden wir an jedem Molekül zwölf Haftpunkte, und wenn alle zwölf Haftpunkte (durch berührende Moleküle) gebunden sind, dann hat das Molekül die Kongregationsarbeit Zwölf geleistet; wenn aber ein Haftpunkt noch frei geblieben ist, dann hat das Molekül noch die Arbeitsfähigkeit Eins, d. h. es kann noch die Arbeit Eins leisten.

Ein Binnenmolekül des Tetraeders hat keine Arbeitsfähigkeit mehr, denn alle 12 Haftpunkte sind besetzt, es ist gesättigt; ein Molekül in einer Tetraederfläche hat die Arbeitsfähigkeit Drei, denn man überzeugt sich leicht, daß es noch drei freie Haftpunkte hat, es ist ungesättigt; ein Molekül einer Tetraederkante hat sechs gebundene und sechs freie Haftpunkte, hat also die Arbeitsfähigkeit Sechs; endlich ein Molekül einer Tetraederecke hat nur drei gebundene Haftpunkte, hat also die Arbeitsfähigkeit Neun.

Wenn der Kristall n freie Haftpunkte hat, dann hat er die Arbeitsfähigkeit n, d. h. er kann noch die Arbeit n leisten. Die Arbeitsfähigkeit des Kristalls liegt also ausschließlich in der Oberfläche, besonders in den Kanten, insbesondere aber in den Ecken. Denselben Gedanken habe ich in einer älteren Arbeit[1]) auch bei Flüssigkeiten durchgeführt: Die Arbeitsfähigkeit einer Flüssigkeitsmenge liegt ausschließlich in den Molekülen der Oberfläche, und daraus habe ich dort die Oberflächenspannung abgeleitet. Auch bei Kristallen könnte man analog aus der Arbeitsfähigkeit der Oberfläche auf die Oberflächenspannung Schlüsse ziehen, doch ist das eine sehr heikle Aufgabe, auf die wir hier nicht eingehen wollen.

Wenn der Kristall die Form annimmt, bei der die Molekularkräfte die größte Arbeit leisten, so heißt das, er sucht die Form, bei der die kleinste Arbeitsfähigkeit übrig bleibt, die also die kleinste Zahl von freien Haftpunkten an der Oberfläche zeigt. Es gibt nun ein überraschend einfaches Verfahren, an unserem

[1]) K. Fuchs, Über den Randwinkel einander berührender Flüssigkeiten. Wied. Ann. 29, 140, 1886.

Tetraeder, wie an jedem anderen Kristalle, die Anzahl der freien Haftpunkte zu bestimmen. Jede Kette des Kristalls endet offenbar in zwei freien Haftpunkten, und jeder freie Haftpunkt bildet das Ende einer Kette. Wir brauchen also nur für jedes Kettensystem des Kristalls die Anzahl der Ketten zu bestimmen; die doppelte Gesamtanzahl der Ketten ist die Anzahl n der freien Haftpunkte. Das ist unser Leitgedanke für die folgenden Betrachtungen.

Wir wollen unser Tetraeder auf folgende Weise in ein mehr rundliches Polyeder umformen. Zuerst tragen wir die vier Ecken des Tetraeders schichtenweise ab, und verwenden die gewonnenen Kugeln dazu, auf die verbleibenden Flächen neue Schichten zu legen; so wird aus dem Tetraeder eine rundere Form, das Octaeder. Dann tragen wir auch die sechs Ecken des Octaeders schichtenweise ab (die Schichten haben quadratische Form und zeigen zwei orthogonale Kettensysteme) und gewinnen so eine noch rundere Form: die Kombination von Octaeder und Hexaeder. Es läßt sich leicht zeigen, daß wir durch beide Umformungen die Zahl der freien Haftpunkte herabgesetzt haben. Wenn wir namentlich die Tetraederecken abtragen, dann bestehen die einzelnen abgetragenen Schichten aus kurzen Ketten, die also viele freie Endpunkte haben; die Schichten aber, die wir aus dem gewonnenen Material auf den verbleibenden Flächen bauen, bestehen aus langen Ketten, die also wenig freie Endpunkte haben; die Zahl der freien Haftpunkte ist also vermindert. Das gleiche gilt für die Abtragung der Octaederecken. Daraus folgt aber, daß ein flüssiger Kristall nicht in der Form eines Tetraeders verbleiben, sondern die Form eines Octaeders mit durch Hexaederflächen abgestumpften Ecken annehmen wird, weil bei dieser Umformung die Molekularkräfte positive Arbeit durch Verminderung der freien Haftpunkte leisten.

Würde die Zahl der Haftpunkte aber nicht noch mehr herabgesetzt, wenn wir die neuen Schichten terrassenförmig abnehmen ließen, so daß die Octaederflächen gewölbt, konvex erscheinen? Nein; und das Nein ist leicht motiviert. Wenn wir aus dem disponiblen Material statt wenig großer mehrere kleinere Schichten bauen, dann enthalten diese mehr, aber kürzere Ketten, haben also mehr freie Endpunkte. Wenn also gewölbte Flächen

sich abplatten (ebenen), indem etwa die oberen kleineren Schichten in die unteren Schichten einsinken und sie dadurch noch größer machen, dann leisten die Molekularkräfte bei dieser Umformung positive Arbeit.

Aus unseren (ganz qualitativen) Betrachtungen finden wir also folgendes Ergebnis. Der flüssige, tesserale Kristall gravitiert nach der rundlichen Form eines Octaeders mit abgestumpften Ecken und ebenen Flächen, weil er bei dieser Form die wenigsten freien Haftpunkte behält, also die größte Molekulararbeit leistet. Wenn er gewaltsam in eine andere Form gebracht wird, kehrt er automatisch in diese Form zurück, weil er durch diese Rückkehr die Zahl der freien Haftpunkte herabsetzt.

In der Praxis tritt aber noch ein Faktor auf, den wir bisher außer acht gelassen haben: die umgebende Flüssigkeit hat kontraktive Oberflächenspannung in der Kontaktfläche. Durch die schnürende Wirkung dieser Oberflächenspannung werden die Ecken und Kanten unseres Polyeders abgerundet und die Flächen ein wenig gewölbt. Nach dieser Form wird der Kristall also in der Praxis gravitieren. Das ist aber eben die O. LEHMANNsche Gestaltgravitation der fließenden Kristalle. Daß aber fließende Kristalle unter Wahrung des Raumgitters ihre Form ändern und nach einer bestimmten Form gravitieren können, das versinnlicht uns das folgende einfache Experiment.

3. Ein einfaches Experiment veranschaulicht uns die fließenden Kristalle und ihre Formgravitation. In eine sehr flache, runde Schüssel geben wir eine Schicht Schrotkörner; wir schütteln die Schüssel schwach, um die Körner beweglicher zu machen und ihnen das Aufsuchen der Lage größter Arbeit (der Schwerkraft) zu erleichtern. Sofort werden sich Felder von dreieckig geordneten Kugeln bilden: die Schicht ist — bildlich gesprochen — kristallinisch. Bald zehrt ein Feld alle anderen auf: die Schicht ist durch Umlagerungen kristallisch geworden. Gleichzeitig nimmt die Schicht eine mehr oder weniger reine Sechseckform an: das ist ihre Kristallform. Wir streichen die Ecken ab und machen die Schicht kreisrund; dennoch kehrt sie bald zur Sechseckform zurück: die Schicht zeigt die LEHMANNsche Formgravitation, die jede Störung und Verzerrung überwindet. Wir schütteln immer stärker: plötzlich verwirrt sich die ganze Schicht und wird

ausgesprochen kreisrund: der Kristall ist geschmolzen und flüssig geworden.

Das Wichtigste an diesem Experiment ist für uns der Vorgang, wie die abgerundete kristallische Scheibe zur Sechseckform zurückkehrt. Wir sehen, daß die den geraden Sechseckseiten in der Mitte anliegenden, abrundenden kürzeren Kugelreihen in die Sechseckseiten einsinken, indem sie sich zwischen die Kugeln der Sechseckseiten einkeilen und die Sechseckseiten auseinandertreiben, so daß ihre Enden gegen die Sechseckenden vorkriechen. Dieser experimentelle, wirkliche Vorgang macht die früheren theoretischen Erwägungen glaubwürdig.

4. Unsere Tetraederstudie ist sehr unvollständig. Wenn wir, wie beschrieben, die Octaederecken schichtenweise abtragen, dann sehen wir, daß in den einzelnen Schichten die Kugeln quadratisch geordnet sind, und die geschlossenen Ketten liegen den Seiten der quadratischen Schicht parallel. Wir können in der quadratischen Schicht aber auch diagonal gelegene offene Ketten erkennen, deren Glieder sich nicht berühren und die den Kristallachsen parallel liegen, und das gilt für alle sechs Hexaederflächen. Wir erkennen daraus, daß unser tetraedrisch gefügter Kristall auch drei orthogonale, den kristallographischen Achsen parallele Systeme von sekundären Ketten enthält, und die Kugeln eines solchen sekundären Dreisystems von offenen Ketten sind im Kristall kubisch geordnet, d. h. die Mittelpunkte von je acht benachbarten Systemgliedern liegen in den Ecken eines Würfels. Die nächstgelegenen (d. h. im Kontakt befindlichen) Kugeln des tesseralen Kristalls sind also tetraedrisch gefügt und bilden primäre Ketten; die zweitnächst gelegenen Kugeln aber sind kubisch gefügt und bilden sekundäre Ketten. Wir wollen annehmen, daß jedes Molekül nicht nur die nächsten, sondern auch die zweitnächsten Moleküle anzieht; dann geben aber die orthogonalen Ketten an jedem Molekül noch sechs nach den Kristallachsen orientierte sekundäre Haftpunkte oder Zählpunkte und jede sekundäre Kette endet in zwei freien sekundären Haftpunkten. Wenn wir diese Haftpunkte zweiter Stufe ebenfalls in Rechnung ziehen, dann ergibt die Überlegung, daß am Octaeder sich nicht nur die Ecken durch Hexaederflächen, sondern auch die Kanten durch Dodekaederflächen abstumpfen werden, und wenn die An-

ziehungen erster Stufe sehr klein sind gegen die Anziehungen zweiter Stufe, dann wird der Kristall nicht die Form eines Octaeders mit Abstumpfungen, sondern die Form eines Hexaeders mit Abstumpfungen annehmen. Offenbar eröffnen sich da weite Perspektiven, auf die wir aber nicht eingehen wollen. Wir können tertiäre, quaternäre... Ketten unterscheiden, aus denen sich die mannigfaltigsten Kristallformen ergeben, und die die Molekularkräfte und Molekülkomplexe in ganz neuem Licht erscheinen lassen.

Auf andere Kristallsysteme als das tesserale hier einzugehen haben wir keinen Grund. Unsere Absicht war nur, der O. LEHMANN-schen Gestaltgravitation der fließenden Kristalle eine plausiblere Grundlage zu geben. Wir haben den folgenden Leitgedanken gefunden: Ein flüssiger Kristall gravitiert nach derjenigen Kristallform, bei der die Arbeitsfähigkeit der Oberflächenmoleküle auf ein Minimum gebracht ist. Nach jeder Störung kehrt er in diese Form zurück, weil durch diese Rückkehr positive Molekulararbeit geleistet wird. In der Praxis werden die Ecken und Kanten dieser Kristallform durch die Oberflächenspannung des umgebenden Mediums abgerundet, so daß die polyedrische Gestalt polyedrid wird.

Bemerkungen zu der Notiz von K. Fuchs: Die Gestaltungskraft fließender Kristalle;
von O. Lehmann.

Herr K. Fuchs ist im Zweifel, ob ich der Meinung sei, die Anisotropie der Expansivkraft sei so gering, daß sie dem geringen, von der stark hervorgetriebenen Oberfläche ausgeübten Oberflächenspannungsdruck, welchen ich Kapillardruck genannt hatte, das Gleichgewicht halten könne. Das ist in der Tat der Fall, ich nehme sogar an, daß es flüssige Kristalle gibt, bei denen diese Anisotropie gar nicht auftritt, z. B. die kugelrunden Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols. Die Frage, ob sich ein flüssiger Kristall, dessen Oberflächenspannung gleich Null ist, zu einem Fadenstern mit unendlich langen Speichen ausstrecken müßte, ist bereits in meinem Vortrage in der physikalischen Sektion der Naturforscherversammlung (s. das nächste Heft dieser Verh.) besprochen. Dort sind auch die Gründe angegeben, welche gegen die Kontinuitätstheorie sprechen. Daß die Oberflächenenergie einem Minimum zustrebt, ist zweifellos; hieraus ergibt sich eben in Verbindung mit der Anisotropie der Expansivkraft nach meiner Vorstellung die Gleichgewichtsform des flüssigen Kristalls. Daß die Vorstellungsweise des Herrn Fuchs verträglich ist mit der Gleichheit der Oberflächenspannung an allen Stellen der Kristalloberfläche, dürfte sich aber wohl kaum beweisen lassen.

☛ Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig**, betr. 1. *von Bezold*, Gesammelte Abhandlungen aus den Gebieten der Meteorologie und des Erdmagnetismus. — 2. *La Cour*, Leerlauf- und Kurzschlußversuch in Theorie und Praxis. — 3. *Neesen*, Die Sicherungen von Schwach- und Starkstrom-Anlagen.

Jahrg. 4 *Heft 20*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik **Richard Assmann** für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | **30. Oktober 1906.** | **Nr. 20.**

78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart vom 16. bis 22. September 1906.

Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Sitzung vom 17. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr K. R. Koch (Stuttgart).

Es trugen vor:

Hr. **O. Lehmann** (Karlsruhe): Die Gestaltungskraft fließender Kristalle.

Hr. **F. Kiebitz** (Berlin): Über elektrische Schwingungen, Fragment eines Referates von P. Drude † für die Stuttgarter Naturforscherversammlung.

Hr. **Leo Grunmach** (Berlin): 1. Über den Einfluß transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle (nach gemeinsam mit Hrn. Franz Weidert ausgeführten Versuchen).

2. Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff.

Sitzung vom 18. September 1906, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK (Berlin).

Es trugen vor:

Hr. **J. Zenneck** (Braunschweig): 1. Ein einfaches Verfahren zur Photographie von Wärmestrahlen.
2. Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv (nach gemeinsam mit Hrn. M. WIEN angestellten Versuchen).

Hr. **M. Wien** (Danzig): Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen (nach gemeinsam mit Hrn. B. STRASSER angestellten Versuchen).

Hr. **J. Stark** (Hannover): 1. Spektra der positiven Gasionen.
2. Translation und Strahlungsintensität. (Vgl. diese Verh. S. 104—115.)

Hr. **Christian Füchtbauer** (Würzburg): Über die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen.

Hr. **U. Behn** (Frankfurt a. M.): Zwei Demonstrationen zur ABBEschen Theorie des Mikroskops. (Vgl. diese Verh. S. 283—289.)

Hr. **O. v. Baeyer** (Charlottenburg): Über den Zeemaneffekt in schwachen Magnetfeldern (nach gemeinsam mit Hrn. E. GEHRCKE angestellten Versuchen).

Hr. **F. Sommerfeldt** (Tübingen): Ein neuer Typus optisch-zweiachsiger Kristalle.

Sitzung vom 18. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

(Gemeinsam mit Abteilung 4: Chemie, einschl. Elekrochemie.)

Vorsitzender: Herr A. BERNTHSEN (Ludwigshafen).

Es trugen vor:

Hr. **Hugo Kauffmann** (Stuttgart): Farbe und chemische Konstitution.

Hr. **Wolf J. Müller** (Mühlhausen i. Els.): Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt (nach gemeinsam mit Hrn. J. KOENIGSBERGER angestellten Versuchen).

Hr. **M. Trautz** (Freiburg i. Br.): Beiträge zur Photochemie.

Hr. **E. Wedekind** (Tübingen): 1. Über magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen.

2. Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion.

Hr. **D. Vorländer** (Halle): Neue kristallinisch-flüssige Substanzen.

Sitzung vom 19. September 1906, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr E. LECHER (Prag).

Es trugen vor:

Hr. **Max Planck** (Berlin): Die KAUFMANNschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen.

Hr. **G. Meyer** (Freiburg i. B.): Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen (nach gemeinsam mit Hrn. F. HIMSTEDT angestellten Versuchen).

Hr. **J. Precht** (Hannover): Strahlungsenergie von Radium.

Hr. **Heinrich Willy Schmidt** (Gießen): Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums.

Hr. **A. Voller** (Hamburg): Weitere Versuche über die Abnahme der Radioaktivität des Radiums im Zustande sehr feiner Zerteilung.

Hr. **K. R. Koch** (Stuttgart): Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs, nach den Untersuchungen von Hrn. A. HEURUNG.

Hr. **W. Hallwachs** (Dresden): Über die lichtelektrische Ermüdung.

Sitzung vom 19. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr E. GOLDSTEIN (Berlin).

Es trugen vor:

Hr. **Hackh** (Stuttgart): Die Kausalität der Energie.

Hr. **K. Kurz** (Gießen): Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers.

Hr. **K. Th. Fischer** (München): Erfahrungen über Herstellung tiefster Temperaturen und Messungen auf diesem Gebiet.

Hr. **Looser** (Essen): Unterrichtsapparate.

Hr. **E. Grüneisen** (Charlottenburg): Über das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen.

Sitzung vom 20. September 1906, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr H. Ebert (München).

Es trugen vor:

Hr. **Th. Bruger** (Frankfurt a. M.): Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnungen von Fiebertemperaturen verwendbar ist.

Hr. **Hans Witte** (Wolfenbüttel): Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Hr. **Raoul Pictet** (Berlin): Die Gewinnung von Sauerstoff und Stickstoff durch Destillation und Rektifikation der flüssigen Luft, nebst ihrer technischen Verwertung.

Hr. **F. S. Archenhold** (Berlin): Über die Registrierung einer Selenzelle während der totalen Sonnenfinsternis am 30. August 1905 in Burgos in Spanien.

Hr. **Franck** (München): Eine neue Wirkung, welche auftritt bei der Relativbewegung von Magnetismus und Materie und deren Zusammenhang mit dem thermischen Perpetuum mobile bzw. Carnotschen Prinzip.

Hr. **M. Reinganum** (Freiburg i. Br.): 1. Eine neue Anordnung der Selenzelle.

2. Zum Verhältnis von Wärmeleitung und Elektrizitätsleitung der Metalle.

Abteilung 3: Angewandte Mathematik und Physik.

Sitzung vom 18. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Max Wien** (Danzig): Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Senders.

Abteilung 6: Geophysik, einschl. Meteorologie und Erdmagnetismus.

Sitzung vom 17. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **R. Börnstein** (Berlin): Der neuerrichtete öffentliche Wetterdienst für Norddeutschland.

Sitzung vom 18. September 1906, Vorm. 9 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck): 1. Das meteorologische Jahr 1905/06 in Mitteleuropa.

2. Witterungsverhältnisse und Sonnentätigkeit, besonders in den Jahren 1905 und 1906.

Hr. **R. Börnstein** (Berlin): Die halbtägigen Schwankungen der Temperatur und des Luftdrucks.

Sitzung vom 19. September 1906, Vorm. 9 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck): 1. Das geophysikalische Gutachten im Gerichtssaal.

2. Seismische Fernwirkungen als Grundlagen für Prognosen und für Ferndiagnosen von Erdbebenkatastrophen.

Abteilung 12: Mathematischer und naturwissenschaftlicher Unterricht.

Sitzung vom 18. September 1906, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **R. Börnstein** (Berlin): Physikalische Unterrichtsübungen.

Hr. **Hermann J. Reiff** (Wetzlar): Die Demonstration des BOYLE-MARIOTTEschen Gesetzes.

Allgemeine Versammlung.

Sitzung vom 21. September 1906, Vorm. 10 Uhr.

Es trug vor:

Hr. **O. Lehmann** (Karlsruhe): Flüssige und scheinbar lebende Kristalle.

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Dresden gewählt.

Die Gestaltungskraft fliefsender Kristalle;
von O. Lehmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 17. September 1906.)

(Vgl. oben S. 325.)

PLATEAUs Versuch zur Demonstration der Oberflächenspannung ist allgemein bekannt. Ein Öltropfen freischwebend in verdünntem Alkohol nimmt vollkommene Kugelform an. Verzerrt man ihn, etwa mittels zweier Stäbchen, so wird er, sich selbst überlassen, sofort wieder kugelförmig. Zerteilt man ihn in mehrere Tröpfchen, so rundet sich auch jedes dieser Teilstücke alsbald zu einer Kugel ab und fließen mehrere Tropfen zusammen, so ist das Ergebnis wieder eine vollkommene Kugel. — Projektion.

Daß unter gleichen Verhältnissen ein Flüssigkeitstropfen statt der Kugelform etwa die Form eines Oktaeders annehmen und sie bei Zerteilung oder beim Zusammenfließen mit anderen in gleicher Weise bewahren könnte, galt bis vor wenigen Jahren für undenkbar — definierte man doch geradezu Flüssigkeiten als solche Körper, denen keine eigene Gestalt zukommt. Die polyedrische Form könnte ja auch nur die Folge anisotroper Struktur sein, welche ausgeschlossen ist wegen des ungeordneten Bewegungszustandes der Moleküle, welcher angenommen wird zur Erklärung der thermischen Ausdehnung und der Diffusionserscheinungen. Erst mit der Erstarrung verschwindet die Diffusion, die Moleküle behalten ihre relative Lage und ordnen sich im Fall kristallinischer Erstarrung zu regelmäßigen Punktsystemen oder Raumgittern, die isotrope Struktur geht in eine anisotrope über.

Dabei bedingt die Art der Aggregation der Moleküle (die Beschaffenheit des Raumgitters oder das Fehlen eines solchen im Fall der amorphen Erstarrung) die Eigenschaften der betr. Modifikation des Körpers, die deshalb ebenso wie der flüssige oder gasförmige Zustand als ein Aggregatzustand des Stoffes,

nicht aber als neuer Stoff bezeichnet wird. Unmöglich kann darum ein Kristall wie der PLATEAUsche Öltropfen flüssig sein, nicht einmal bei Anwendung äußeren Druckes kann er fließen; denn jede stetige Verschiebung der Teilchen aneinander würde eine Änderung des Raumgitters, somit der Eigenschaften, im Gefolge haben. Fließt z. B. Eisen unter der Wucht der Hammerschläge oder unter dem Druck der Schmiedepresse, so wird die regelmäßige Anordnung der Moleküle zerstört, das ursprünglich kristallinische Eisen verwandelt sich in amorphes mit wesentlich geänderten Eigenschaften. Wohl behalten die Moleküle ihre Tendenz zu regelmäßiger Anordnung, aber sie können ihr nicht folgen, weil die innere Reibung, die ja auch beim Schmieden überwunden werden mußte, jede molekulare Umlagerung hindert. Nur im Laufe langer Zeiträume, unter Einfluß andauernder Erschütterungen, welche geeignet sind, zur Überwindung der inneren Reibung beizutragen, ist Rückkehr zum früheren Zustand möglich, das Eisen wird von selbst wieder kristallinisch und ändert dabei (in einer dem Techniker sehr unerwünschten Weise) seine Eigenschaften. Unter Umständen kann auch das Raumgitter in ein anderes regelmäßiges Punktsystem übergehen, wobei die Änderung der Eigenschaften noch deutlicher hervortritt. Gelbes Quecksilberjodid wird beim Drücken und Ritzen rot, es geht in eine polymorphe Modifikation mit ganz anderen Eigenschaften über. Braun erstarrter Schwefel erhält lange, nachdem er auf gewöhnliche Temperatur abgekühlt ist, gelbe Flecken, die sich langsam ausbreiten, bis die ganze Masse in die dimorphe gelbe Modifikation umgewandelt ist. Schon die Langsamkeit, mit welcher die molekulare Umlagerung erfolgt, spricht dafür, daß auch beim Übergang eines Raumgitters in ein anderes die innere Reibung überwunden werden muß. Ferner lassen sich sowohl die gelbe wie die braune Modifikation bis zum Schmelzen erhitzen, ohne daß Umwandlung eintritt; dazu wäre eben eine mechanische Kraft erforderlich, welche die Umänderung des Raumgitters entgegen der inneren Reibung bewirken kann. Von selbst entsteht eine solche Kraft durch Wirkung der Wärme oder Kälte, denn es gibt „Grenztemperaturen“, welche die Temperaturänderung nicht überschreiten darf, falls Umwandlung vermieden werden soll.

Dies waren die Ansichten vor 30 Jahren. Ich beschäftigte mich damals mit der bei Erhitzung über 146° entstehenden dunkelgelben Modifikation des Jodsilbers, die für eine zähe Flüssigkeit gehalten wurde. Sie leitet auch den Strom ebenso gut wie die bei weiterem Erhitzen daraus entstehende leichtflüssige Schmelze, und die Geschwindigkeit der Silberionen ist, wie ich später fand, in beiden Fällen die gleiche, nur die Jodionen begegnen anscheinend unüberwindlich großem Widerstande. Zu meiner Überraschung fand ich aber unter dem Mikroskop, daß die zähe Masse keineswegs eine gewöhnliche Flüssigkeit ist, sondern ein Aggregat äußerst weicher, regulärer oktaedrischer Kristalle, welche beim Drücken fließen, wie wenn sie flüssig wären. Dabei nähern sich, trotz der eingreifenden Störung des Raumgitters, die Eigenschaften nicht denjenigen des amorphen Zustandes, die Kristalle wachsen wie zuvor und behalten ihren scharfen Schmelzpunkt, während amorphe Körper allmählich erweichen und fest werden, und nicht wachsen können wie Kristalle. Ebensowenig zeigte sich eine sprungweise Änderung der Eigenschaften, welche als Übergang in eine polymorphe Modifikation hätte gedeutet werden können. Der bestehenden Theorie gemäß blieb also nur übrig anzunehmen, es finde eine Zertrümmerung der Kristalle in winzige, trotz der angewandten starken Vergrößerung unsichtbare Splitter statt, deren Raumgitter seine Beschaffenheit behält und deren Zusammenhang durch eine der Kohäsion gleiche Adhäsion erhalten bleibt, so daß der Eindruck des Fließens vorgetäuscht wird. Eine solche Zertrümmerung hätte sich aber verraten müssen durch Vermehrung des Volums, d. h. Verminderung der Dichte, sowie durch Trübung der Masse infolge der Entstehung zahlloser unsichtbarer Spalten und Hohlräume. Auch davon war nichts zu bemerken. Die Trümmer konnten nur einzelne Moleküle sein; es lag also der Beweis vor, daß entgegen den herrschenden Theorien des Amorphismus und Polymorphismus das Raumgitter eines Kristalls beliebig gestört werden kann, ohne daß wesentliche Änderung der Eigenschaften erfolgt. Diese Theorien, welche wahres Fließen von Kristallen als unmöglich hinstellten, waren widerlegt.

In Anbetracht ihres großen Ansehens — sie werden meines Wissens auch heute noch in allen Lehrbüchern den Betrachtungen

zugrunde gelegt — hätte ich doch nicht gewagt, daran zu zweifeln, wenn ich nicht auf einem zweiten, ganz unabhängigen Wege zu genau gleichem Ergebnis gekommen wäre.

Ist die polymorphe Umwandlung einfach ein Übergang von einer Raumgitteranordnung zu einer anderen ohne Änderung der Moleküle selbst, so kann in solchen Fällen, wo Erhöhung oder Erniedrigung der Temperatur genügt, sie im einen oder anderen Sinne hervorzurufen, da der Widerstand der inneren Reibung überwunden werden muß, keine „Umwandlungstemperatur" existieren, derart, daß die geringste Über- oder Unterschreitung derselben, somit die geringste Kraft, Umwandlung in einem oder anderem Sinne veranlaßt; es kann nur „Grenztemperaturen" geben, bei welchen die durch die thermische Änderung geweckte molekulare Spannung ausreichend ist, den Widerstand der inneren Reibung zu überwinden. Mein Kristallisationsmikroskop, welches rasche und feine Abstufung der Temperaturen ermöglicht, lieferte aber den Beweis, daß eine scharf bestimmbare Umwandlungstemperatur existiert, falls nur die beiden Modifikationen in inniger Berührung sind.

Hieraus zog ich den Schluß, daß die polymorphe Umwandlung nicht einfach auf Änderung des Raumgitters beruhen kann, sondern daß sich dieses deshalb ändert, weil die Moleküle selbst eine Änderung erfahren, somit ganz neue Kräfte in Tätigkeit kommen.

Die weitere Beobachtung, daß die Dissoziation und Rückbildung lockerer chemischer Verbindungen, die teilweise ebenfalls im festen Zustande bei Temperaturänderung erfolgt, durchaus analog verläuft wie die polymorphe Umwandlung, wurde eine neue Stütze dieser Auffassung. Von selbst ergab sich dann die Ausdehnung derselben auf den flüssigen und gasförmigen sog. Aggregatzustand und damit die Möglichkeit, auch Mischungen zweier solcher Zustände anzunehmen, z. B. Lösung von Eis in Wasser, was natürlich keinen Sinn hat, so lange man die Moleküle beider als identisch betrachtet. Der Erstarrungspunkt wurde naturgemäß der Sättigungspunkt dieser Eislösung, überkühltes Wasser übersättigte Eislösung, und, könnte die Überkühlung bis zu amorpher Erstarrung weiter getrieben werden, so wäre das amorphe Wasser aufzufassen als eine Mischung von Wassermole-

külen mit den Molekülen der verschiedenen Eismodifikationen. Damit war ein Einblick in das Wesen der amorphen Modifikationen gewonnen. Sie waren allerdings unregelmäßige Molekularaggregate, aber nicht aus gleichartigen, sondern aus verschiedenartigen Molekülen bestehend, was die alte Kontinuitätstheorie für ausgeschlossen hielt, da identische Moleküle sich nicht mischen können.

In keiner Weise ist man also berechtigt, aus dem Widerspruch gegen die alte Theorie des Polymorphismus und des Amorphismus abzuleiten, die beobachtete Plastizität der Jodsilberkristalle sei nur eine scheinbare. Die Zeiten, wo ein Philosoph solchen Widerspruch abtun konnte mit den Worten: „Um so schlimmer für die Tatsachen!“ sind vorbei. Die Jodsilberkristalle fließen wirklich, und man kann sich somit die Frage vorlegen, ob sie freischwebend wie der PLATEAUsche Öltropfen auch unter dem Einfluß ihrer eigenen Oberflächenspannung fließen und welche Form sie dabei annehmen, Kugelform oder ihre normale Oktaederform? Zur Beantwortung dieser Frage sind sie freilich ihrer Zähigkeit wegen ebensowenig geeignet, als etwa ein Siruptropfen für den PLATEAUschen Versuch. Im Laufe der Jahre fanden sich aber eine Menge besserer Beispiele, so das Ammoniumoleat, welches aus Alkohol in spitzen einachsigen Pyramiden kristallisiert, die, in Berührung gebracht, zu größeren Pyramiden zusammenfließen, und VORLÄNDERs Paraazoxybenzoesäureäthylester, welcher in einachsigen Prismen mit Basis auftritt, die ausgesprochenen Dichroismus (weißgelb) zeigen und in gleicher Weise zusammenfließen, sowie sie sich berühren, ja sich dabei mit sehr erheblicher Kraft parallel richten. — Demonstration.

Daß diese fließenden Kristalle nicht wie der PLATEAUsche Öltropfen durch ihre Oberflächenspannung zu einer Kugel zusammengedrückt werden, ist offenbar die Wirkung einer Kraft, deren Natur noch näher zu untersuchen wäre. Ich nannte sie vorläufig Gestaltungskraft.

Man hat als Charakteristikum der festen Körper häufig ein gewisses Maß innerer Reibung betrachtet, solche kommt aber auch Flüssigkeiten zu. Lassen wir beispielsweise einen Sirupfaden in einer spezifisch gleich schweren Mischung von Xylol und Chloroform schweben, so dauert es sehr lange, bis ihn die Ober-

flächenspannung, entgegen der Wirkung der inneren Reibung (die der Geschwindigkeit proportional ist, also nur bei sehr langsamer Formänderung unmerklich wird) zu einer Kugel zusammengedrückt hat. Auf alle Fälle wird dies aber schließlich geschehen, wenn der Sirup wirklich flüssig ist, während ein fließender Kristall dauernd seine Form behält. Mit innerer Reibung kann somit die Gestaltungskraft nicht identisch sein.

Lassen wir bei dem genannten Versuch die Temperatur immer mehr abnehmen, bis unter den Punkt, bei welchem sich Verschiebungselastizität einstellt, d. h. der Sirupfaden amorph erstarrt, so wird freilich die Kugelform nicht mehr erreicht, er behält, wie der fließende Kristall, seine Form dauernd. Könnte also die Gestaltungskraft identisch sein mit Verschiebungselastizität? Keineswegs, denn die Elastizität sucht lediglich die Form, welche der Körper besitzt, zu erhalten, sie ist unfähig, eine neue Form zu erzeugen. Denken wir aber einen freischwebenden fließenden Kristall etwa durch Beschneiden zu einer Kugel geformt, so sucht er alsbald die normale Gleichgewichtsform wieder anzunehmen, er streckt sich also z. B. zu einem prismatischen Stäbchen aus. Solche Wirkungen kann die Elastizität niemals hervorbringen, eine zur Kugel beschnittene elastische Masse hat kein Bestreben, sich in die Länge zu strecken; Elastizität und Gestaltungskraft sind also durchaus verschieden.

Es bleibt noch übrig, die Gestaltungskraft in Beziehung zu bringen zu der Expansivkraft (dem osmotischen Druck), welche nach der kinetischen Theorie jede Flüssigkeit besitzt infolge des Bewegungszustandes ihrer Moleküle, die aber im Gleichgewicht gehalten wird durch den infolge der Kohäsion auftretenden Binnendruck. Warum führt nun bei fließenden Kristallen dieses Gleichgewicht nicht wie bei anderen Flüssigkeiten zur Bildung einer Kugel? Ist, wie Curie angenommen hat, die Oberflächenspannung an verschiedenen Stellen der Kristalloberfläche verschieden? Ich halte dies für ausgeschlossen, denn ähnlich wie bei halbbegrenzten Tropfen müßten solche Verschiedenheiten zu beständiger Strömung in dem fließenden Kristall Anlaß geben.

Demnach bleibt nur übrig anzunehmen, die Expansivkraft wirke nach verschiedenen Richtungen mit verschiedener Stärke,

was man sich plausibel machen kann durch die Hypothese, die Moleküle hätten eine stark von der Kugelform abweichende Gestalt oder mindestens beträchtliche Anisotropie hinsichtlich ihrer Kraftwirkungen, etwa durch ungleichmäßige Verteilung der in ihnen enthaltenen Elektronen. Man hat die Expansivkraft eines Gases zu verdeutlichen gesucht durch die Stöße, welche Erbsen auf die Wände einer Schachtel ausüben, in welcher sie geschüttelt werden. Denkt man sich die Erbsen ersetzt durch lange Drahtstifte, so werden sich diese den längsten Seiten der Schachtel parallel zu richten suchen — man kann von einer hervortretenden Richtkraft sprechen — und die Stöße auf die verschiedenen Wände werden verschieden stark ausfallen, vielleicht würde die Schachtel, wenn sie ausziehbar ist, sich infolgedessen verlängern. So kann man sich auch vorstellen, daß in einem Flüssigkeitstropfen mit stark anisotropen Molekülen sich eine molekulare Richtkraft geltend macht, die anisotrope Struktur erzeugt und infolge davon Anisotropie der Expansivkraft, derart, daß einzelne Stellen der Oberflächenhaut stärker hervorgetrieben werden als andere und Polyederform entsteht, wie bei festen Kristallen, wenn auch mit gerundeten Kanten und Ecken.

Auf eine stark von der Kugelform abweichende Gestaltung der Moleküle kann man schon schließen aus der Doppelbrechung und dem Dichroismus der fließenden Kristalle, nachdem sich die herkömmliche Vorstellung, die optischen Eigenschaften seien lediglich durch die Raumgitteranordnung bestimmt, unhaltbar erwiesen hat und die mechanische Undulationstheorie des Lichtes der elektromagnetischen hat weichen müssen.

Zu derselben Vorstellung führt die Beobachtung, daß sich bei mechanischer Deformation fließender Kristalle die Auslöschungsrichtungen entsprechend den Zug- und Druckrichtungen ordnen und ein beliebig kompliziertes Aggregat schließlich einheitlich auslöschend wird, eine Erscheinung, die ich als erzwungene Homöotropie bezeichnet habe. Der veränderten inneren Struktur folgt auch die äußere Form, wie man leicht konstatieren kann bei fließenden Kristallen von Ammoniumoleat in alkoholischer Lösung beim Hin- und Herschieben des Deckglases. — Demonstration.

Besonders auffällig sind die Erscheinungen bei Paraazoxyzimtsäureäthylester. Dessen fließende Kristalle haben die Form optisch einachsiger Prismen oder hemimorpher Pyramiden, welche, in der Richtung der Achse gesehen, weiß erscheinen, in allen anderen gelb — Vorzeigung von Modellen. Preßt man ein Aggregat solcher Kristalle, wie es sich beim Abkühlen der Schmelze bildet, zwischen Objektträger und Deckglas durch Andrücken des letzteren mit der Präpariernadel, so wird die ganze Masse weiß und zwischen gekreuzten Nicols dunkel, ein Zeichen, daß sich an allen Stellen die Moleküle so gerichtet haben, daß die optische Achse senkrecht zur Glasfläche steht. Man kann sich dies wohl nur so deuten, die Moleküle hätten die Form von Blättchen, deren optische Achse senkrecht zu ihrer Ebene steht. Entsprechend dieser Auffassung fühlt man beim Zusammendrücken in der Richtung der Achse beträchtlich größeren Widerstand als quer dazu. Erwärmt man die weiß gewordene Masse, so erhält sie da wo das Schmelzen eintritt, die Berührung mit dem Glas also aufgehoben wird, gelbe Flecke, indem sich dort die Oberflächenspannung wieder geltend macht und Zerteilung in einzelne Kristallindividuen herbeizuführen sucht.

Scheiden sich die Kristalle bei etwas niedrigerer Temperatur (also aus minder konzentrierterer Lösung) aus, so scheinen sie etwas Lösungsmittel aufzunehmen und hierdurch leichtflüssiger zu werden. Gleichzeitig wird die Anisotropie bezüglich der inneren Reibung geringer, die Form nähert sich der Kugelform, doch bleibt an der der Basis der hemimorphen Pyramide entsprechenden Stelle eine Abplattung, von deren Mitte sich eine eigentümliche Schliere gegen das Kugelzentrum hinzieht, wohl bedingt durch konische Anordnung der Moleküle um die Achse. — Projektion.

Fließen zwei Kristalle zusammen, so erzeugt das als spontane Homöotropie bezeichnete Bestreben, einheitliche Form und Struktur anzunehmen — vorausgesetzt, daß sie nicht in Zwillingsstellung zusammentreffen — im Verein mit der Oberflächenspannung auffallende Bewegungserscheinungen, in welchen man ein weiteres Moment zugunsten der Auffassung, die Gestaltungskraft beruhe auf dem Bewegungszustand der Moleküle, erblicken kann. Besonders merkwürdig sind diese Bewegungs-

erscheinungen bei den zuletzt betrachteten Kristallen, die ich wegen der Analogie zu manchen Vorgängen bei Organismen als scheinbar lebende bezeichnet habe. — Demonstration.

Ich darf wohl bezüglich dieser Analogien auf meine Abhandlung im 21. Bande von ROUX' Archiv für Entwickelungsmechanik der Organismen verweisen.

Die Anisotropie der Moleküle wird sich natürlich in verschiedenem Maße geltend machen müssen, je nach der Größe und dem Abstand der Moleküle. Es läßt sich denken, daß wohl molekulare Richtkraft auftritt, aber keine Gestaltungskraft. In der Tat führten die Beobachtungen auch zur Kenntnis flüssiger Kristalle (z. B. bei GATTERMANNS Paraazoxyphenetol), welche vollkommene Kugelform annehmen, aber regelmäßige innere Struktur besitzen, welche zum Ausdruck kommt bei Betrachtung in natürlichem Licht durch die eigentümlichen Schlieren (Demonstration), im polarisierten durch den auftretenden Dichroïsmus (Demonstration), zwischen gekreuzten Nicols durch schwarze Streifen und glänzende Interferenzfarben (Demonstration), im magnetischen Felde durch Drehung der Tropfen bis zur Übereinstimmmung der Symmetrieachse mit den magnetischen Kraftlinien und Änderung der Struktur derart, daß auch die Auslöschungsrichtungen sich tunlichst den Kraftlinien nähern. Jede künstlich hervorgebrachte Störung der Struktur, z. B. durch Erzeugung wirbelnder Strömung im Innern, verschwindet infolge der spontanen Homöotropie sofort wieder, so wie etwa die magnetische Polarisation in Eisenchloridlösung in der Nähe eines Magneten unabhängig davon ist, ob die Eisenchloridlösung ruht oder sich bewegt. Die Drehung der Moleküle erfordert keine merkliche Arbeit, da ihre mittlere Entfernung ungeändert bleibt.

Bestimmend für die Anordnung der Moleküle im Innern ist die durch die Oberflächenspannung hervorgerufene Orientierung der Moleküle an der Oberfläche. Jede Störung der letzteren bewirkt auch entsprechende Strukturänderung im Innern. So bewirkt die Absorptionskraft des Glases, daß, wenn ein freischwebender Tropfen mit demselben in Berührung kommt, an der betr. Stelle die optische Achse sich senkrecht zum Glase stellt. Demnach wird auch die Symmetrieachse des Tropfens senkrecht zum Glase, der Tropfen erscheint in der sog. I. Haupt-

lage. Tropfen, die zwischen Objektträger und Deckglas zu dünner Schicht gepreßt sind, verharren stabil in der um 90° verdrehten Stellung oder II. Hauptlage, doch mit wesentlich abgeänderter Struktur. Ist kein Lösungsmittel zugegen, so wirkt eine am Glase haftende unsichtbare Molekülschicht der festen Modifikation, welche beim Übergang in die fließend-kristallinische Modifikation beim Erwärmen durch die Absorptionskraft des Glases gegen Umwandlung geschützt wurde, bestimmend auf die Struktur, es entstehen flüssige Kristalle mit einheitlicher Auslöschung, welche in ihrer Form die früher vorhandenen festen Kristalle nachahmen. Selbst beim Erhitzen bis zum Übergang in die isotrope Flüssigkeit kann eine dünne Schicht der Moleküle der flüssigen Kristalle am Glase haften bleiben und Wiederauftreten der früheren Struktur beim Abkühlen veranlassen. — Demonstration.

Vermindert man die molekulare Richtkraft der Kristalltropfen von Paraazoxyphenetol durch Beimischungen, wozu sich namentlich der von Herrn VORLÄNDER aufgefundene Paraazoxyzimtsäureäthylester eignet, so wirkt auch bei Anwesenheit eines Lösungsmittels die absorbierende Kraft des Glases so intensiv, daß die Tropfen sofort nach ihrer Entstehung pseudoisotrop, d. h. bis auf den Rand zwischen gekreuzten Nicols dunkel werden, indem sich überall die optische Achse senkrecht zur Glasfläche stellt (Demonstration). Besonders auffällig zeigt sich die Erscheinung bei Cholesterylcaprinat mit Zusatz von sehr wenig Paraazoxyphenetol. Die neu entstehenden, in lebhaften Polarisationsfarben erglänzenden Kristalle werden sofort nach ihrer Entstehung vollkommen schwarz. — Demonstration.

Die Aufnahme fremder Stoffe durch fließende Kristalle entspricht ganz der Bildung von Mischkristallen bei festen Stoffen. Ist der aufgenommene Bestandteil gefärbt, so zeigt sich der Einfluß der molekularen Richtkraft auf seine Moleküle darin, daß der gefärbte fließende Kristall Dichroismus zeigt. Ebenso wie das Wachstum fester Kristalle durch Aufnahme nicht isomorpher Beimischungen beträchtliche Störungen erleiden kann, die zur Trichiten- und Sphärolithenbildung führt, so wird z. B. die Struktur der Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bedeutend gestört bei Zusatz von Kolophonium zur Lösung. Es entsteht eine schrauben-

förmige Anordnung der Moleküle, wie zu schließen ist aus der auftretenden starken Drehung der Polarisationsebene (Demonstration), der Verdrehung der Richtung stärkster Absorption und insbesondere mechanischer Rotation der Tropfen im umgekehrten Sinne der Uhrzeigerdrehung, wenn die Temperatur unten höher ist als oben (Demonstration). Zusatz von Cholesterylbenzoat bewirkt gleiche Drehungserscheinungen, aber im umgekehrten Sinne.

Besitzt die beigemischte Substanz beträchtliche eigene Gestaltungskraft, so kann sie die ihres Wirtes erhöhen. So werden die Kristalltropfen des Paraazoxyphenetols bei Zusatz von Cholesterylcaprinat ellipsoidisch, schließlich zylindrisch mit spitzen Enden usw., kurz man erhält alle Übergangsformen zu den fließenden Kristallen des reinen Cholesterylcaprinats. — Demonstration.

Derartige Mischkristalle zweier fließend-kristallinischer Stoffe können auch als Lösungen betrachtet werden, da jede der beiden Substanzen des Flüssigkeitszustandes wegen in der anderen diffundieren kann. Solche Lösungen besitzen einen Sättigungspunkt wie andere Lösungen. Beispielsweise scheiden sich die fließenden Kristalle des Paraazoxyzimtsäureäthylesters aus ihrer Lösung in dem dadurch pseudoisotrop werdenden Paraazoxyphenetol beim Abkühlen wie aus einer Lösung aus. Ihre molekulare Richtkraft äußert aber auch ihre Wirkung auf das kristallinische Lösungsmittel, denn sie umgeben sich mit einem Hof, welcher zwischen gekreuzten Nicols helle und dunkle Felder aufweist, entsprechend einer Parallelrichtung der Moleküle außerhalb des Kristalls zu den im Innern vorhandenen.

Sind zwei derart aneinandergrenzende fließend-kristallinische Medien in allen Verhältnissen mischbar, was im Falle der Isomorphie zu erwarten ist, so muß die Oberflächenspannung an der Grenze gleich Null sein. Natürlich kann nun dennoch nicht die Expansivkraft des einen Mediums eine Deformation der Grenze erzeugen, da ihr die gleichstarke des isomorphen Mediums entgegenwirkt. Es dürfte nur an den Stellen stärkerer Expansivkraft intensivere Diffusion, d. h. größere Lösungsgeschwindigkeit auftreten, wie sich solche auch bei festen Kristallen an Ecken und Kanten zeigt.

Bei nicht vollkommener Isomorphie werden allerdings Strukturstörungen zu erwarten sein und vielleicht ist dies auch der Grund der Wachstums- und Strukturstörungen bei festen nicht isomorphen Mischungen (Skelett- und Trichitenbildung).

Die gelöste Substanz kann nach meiner Vorstellungsweise (nicht nach der Kontinuitätstheorie) auch eine zweite fließend-kristallinische Modifikation desselben Stoffs sein. Dieser Fall liegt vor bei dem Cholesterylcaprinat von F. M. JAEGER. Kühlt man die isotrope Schmelze ab, so entsteht bei 90,6° die fließend-kristallinische Modifikation I, welche nur geringe Doppelbrechung besitzt, in sehr kleinen Individuen auftritt und relativ leichtflüssig ist. Sie erstarrt normal bei 82,2° und entsteht auch bei dieser Temperatur beim Wiedererwärmen der festen Kristalle. Ähnlich wie eine isotrope Schmelze läßt sie sich aber auch unterkühlen und geht dann, etwa bei 77,4°, in die stärker doppelbrechende, in größeren Individuen auftretende und wesentlich zähere Modifikation II über (Demonstration). Umgekehrt verwandelt sich diese beim Wiedererwärmen bei derselben Temperatur (77,4°) zurück in die Modifikation I. Letztere ist somit zwischen 90,6° und 82,2° enantiotrop und darunter monotrop in bezug auf die feste und enantiotrop in bezug auf die fließend-kristallinische Modifikation II. Diese ist unterhalb 77,4° enantiotrop in bezug auf Modifikation I, aber monotrop in bezug auf die feste Modifikation.

Bei der Umwandlung von Modifikation I in II beobachtet man, daß die Kristalle der letzteren in regelmäßiger Orientierung gegen die der ersten auftreten, d. h. die molekulare Richtkraft der Modifikation I erstreckt sich auch auf die angrenzenden Moleküle der Modifikation II. Die Erscheinung ist offenbar ihrem Wesen nach identisch mit der häufig beschriebenen orientierenden Wirkung bei Bildung von Schichtkristallen und bei Umwandlung fester polymorpher Modifikationen wie bei Ammoniumnitrat, wobei die orientierende Kraft auch schiebend wirken und heftige Bewegungserscheinungen hervorbringen kann, wie bei Protokatechusäure und insbesondere bei Paraazophenetol, bei welch letzterem durch die schiebende Kraft sogar dünne Gefäßwände gesprengt werden können. Diese molekularen Drehmomente stehen somit in innigem Zusammenhang mit der Gestaltungskraft und sprechen

ebenfalls zugunsten der Auffassung, daß dieselbe auf molekularen Bewegungsvorgängen beruht.

Die Modifikation II wird leicht — wie schon erwähnt — durch die Adsorptionswirkung des Glases pseudoisotrop. Erwärmt man sie in diesem Zustande über die Umwandlungstemperatur, so tritt die Rückumwandlung in Modifikation I in der Weise ein, daß diese in wurmförmigen Individuen auskristallisiert, wie wenn sie darin gelöst wäre. — Demonstration.

Auch die Modifikation I wird pseudoisotrop — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — indes nicht von selbst wie Modifikation II, sondern nur, wenn man mit der Präpariernadel auf das Deckglas drückt. Sie erscheint dann durchzogen von den „öligen Streifen", welche aufzufassen sind als Stellen, wo die als Blättchen gedachten Moleküle hochkant stehen, so daß die optische Achse horizontal liegt und deshalb lebhafte Polarisationsfarben auftreten. Die von ihnen umschlossenen dunkeln Gebiete, wo die Blättchen mit der Fläche dem Glase anliegen, sind infolge größerer Reibung schwerer in Strömung zu bringen.

Kühlt man diese pseudoisotrope, d. h. zwischen gekreuzten Nicols schwarz erscheinende Masse auf die Umwandlungstemperatur ab, so treten sowohl bei Betrachtung in gewöhnlichem (reflektiertem) Licht, wie auch zwischen gekreuzten Nicols glänzende Farbenerscheinungen auf, welche an das Schillern von Schmetterlingsflügeln erinnern. Es werden nacheinander alle Farben des Spektrums von Violett bis Rot durchlaufen und man kann sie — besonders bei Zusatz von etwas Paraazoxyphenetol — alle nebeneinander im Gesichtsfelde des Mikroskops erhalten als einen der Umwandlung voranschreitenden regenbogenartigen Saum (Demonstration). Daraus, daß die Farbenerscheinung stets der Ausscheidung der Modifikation II in Kristallen vorangeht und daß sich bei solchen Stoffen, welche die Farbenerscheinung zeigen, nicht aber die Umwandlung in die Modifikation II, sich diese durch geeignete Zusätze erzwingen läßt, schließe ich, daß die Ursache der Erscheinung in der Löslichkeit der Modifikation II in der Modifikation I zu suchen ist, indem sich diese nicht erst bei der Umwandlungstemperatur — richtiger Sättigungstemperatur — bildet, sondern schon zuvor in Lösung in der Modifikation I

in um so reichlicherem Maße, je mehr sich die Temperatur der Umwandlungstemperatur nähert. Nach Ansicht von Herrn Dr. SIEDENTOPF gehören die Farbenerscheinungen zu denjenigen, welche bei CHRISTIANSENS Monochromen beobachtet werden, es ist also nur nötig, anzunehmen, daß große Moleküle sich optisch ebenso verhalten können, wie ultramikroskopisch feine Pulver. Das Gleichgewicht zwischen den die flüssigen Mischkristalle bildenden Modifikationen hängt, wie bei anderen Fällen von Dissoziation, vom Druck ab — was noch nicht näher untersucht wurde —, und namentlich auch von der Anwesenheit fremder Stoffe.

Zusatz von Paraazoxyphenetol vermag z. B. bei Cholesterylisobutyrat, welches im reinen Zustande keine fließend-kristallinische Modifikation zeigt, nicht nur die Farbenerscheinungen, sondern sowohl die Ausscheidung von Modifikation I wie von Modifikation II zu erzwingen. Ebenso kann man durch Mischung von Paraazophenetol und Paraazoanisol leicht flüssige Kristalle erhalten, obschon die beiden Stoffe im reinen Zustande solche nur bei hochgradiger Überkühlung der Schmelze liefern.

Die Mischbarkeit zweier fließend-kristallinischer Modifikationen bereitet dem Verständnis insofern einige Schwierigkeit — abgesehen davon, daß sie nach der Kontinuitätstheorie überhaupt ausgeschlossen ist —, daß bei inniger Berührung zweier Modifikationen, wenn die Temperatur nicht gerade die Umwandlungstemperatur ist, die labile sich in die stabile umwandelt. Für gelöste Moleküle sind die Temperaturen aber verschieden, es finden fortgesetzt Umwandlungen im einen wie im anderen Sinne statt, wie in anderen Fällen von chemischem Gleichgewicht. Das Ergebnis ist ein bestimmtes Mischungsverhältnis und man könnte geradezu von kristallinischer Dissoziation und von der dissoziierenden Kraft des Lösungsmittels sprechen. Dieselbe ist nur klein, da die Umwandlungskraft, wie ich die Kraft nenne, welche die Umwandlung bei Berührung zweier Modifikationen veranlaßt, der Dissoziation entgegenwirkt, die stabilen Moleküle gewissermaßen in ihrer Existenz schützt, soweit ihre Wirkung nicht durch erhebliche Mengen fremder Zusätze beeinträchtigt wird.

In auffälliger Weise kommt dieser Einfluß fremder Zusätze beim Cholesterylcaprinat zur Geltung, wenn man so viel Paraazoxyphenetol beimischt, daß dieses beim Abkühlen aus der Modifi-

kation I auskristallisiert. Man sieht dann, falls man sie durch Drücken auf das Deckglas pseudoisotrop gemacht hat, zwischen gekreuzten Nicols aus der schwarzen Masse dünne Kristallnadeln sich ausscheiden, welche von breiten Höfen in den Regenbogenfarben umgeben sind, Violett nach außen gerichtet, augenscheinlich deshalb, weil in den Höfen die Übersättigung an Phenetol geringer ist als fern davon. — Demonstration.

Tritt in einem fließenden Kristall kristallinische Dissoziation ein in dem dargelegten Sinne, so wird dies auch nicht ohne Einfluß auf seine Gestaltungskraft bleiben können. Vielleicht liegen ähnliche Verhältnisse auch bei festen Kristallen vor und bilden die Erklärung für die oft merkwürdige Veränderlichkeit der Kristalltracht und die Entstehung von Sphärokristallen ohne fremde Zusätze, z. B. bei Cholesterylacetat. — Demonstration.

Über elektrische Schwingungen;
von P. Drude †.

Fragment eines Referats für die 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart, mit Frau Prof. DRUDES Genehmigung auf Grund des wissenschaftlichen Nachlasses mit einigen Zusätzen versehen und in der Sitzung der physikalischen Abteilung am 17. September 1906 vorgetragen von F. KIEBITZ[1]).

(Vgl. oben S. 325.)

Der Aufforderung, über meine in den letzten Jahren ausgeführten Arbeiten über elektrische Schwingungen zu referieren, komme ich nur zaghaft mit dem Bewußtsein nach, daß dadurch nur ein minimaler Ausschnitt behandelt wird aus dem jetzt von so viel Forschern mit Erfolg bearbeiteten Gebiete, doch sollte es ja meine Aufgabe nicht sein, über letztere allgemeiner zusammenfassend zu referieren.

Die elektrischen Schwingungen finden ihre Anwendung ja nicht nur für die Funkentelegraphie, sondern auch für rein wissenschaftliche Fragen, wie Messung der Dielektrizitätskonstante, der Dispersion, der Absorption. Über Resultate in letzterer Hinsicht ist vor vier Jahren von Prof. LECHER auf der Versammlung in Hamburg referiert worden. Sodann habe ich ein Jahr später auf der Kasseler Versammlung einige Meßapparate demonstriert, nämlich einerseits einen Periodenmesser, bei dem durch variable Selbstinduktion Resonanz hergestellt wird[2]); andererseits zeigte ich einige Veränderungen an dem von mir konstruierten Apparate zur Messung der Dielektrizitätskonstante und elektrischen Absorption kleiner Substanzmengen[3]). Durch Speisung der Funkenstrecke mit einem kleinen Teslatrans-

---

[1]) Zusatz: Das Fragment ist ein vor mehreren Monaten niedergeschriebener Entwurf; es ist nicht gewiß, ob er in allen Punkten DRUDES letzte Auffassungen in abgeschlossener Form darstellt. Doch dürfte er zum mindesten als Übersicht über seine Arbeiten und Resultate auf dem Gebiete elektrischer Schwingungen von großem Werte sein.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 9, 611, 1902.

[3]) Ann. d. Phys. (4) 8, 336, 1902. — ZS. f. phys. Chem. 40, 635, 1905.

formator erhält man viel intensivere und gleichmäßigere gute Wirkungen, als wenn man die aktive Funkenstrecke durch einen Induktor direkt speist, weil bei kurzen Wellen es dann auf seine speziellen Eigenschaften ankommt, ob gute aktive Funken entstehen.

Ferner kann man noch präzisere Resultate erhalten, wenn man die bei diesem Apparate von mir ursprünglich angewandte elektrische Koppelung zwischen Erregersystem und Resonanzmeßsystem ersetzt durch magnetische Koppelung, wie sie bei den Messungen von W. SCHMIDT[1]) über Dielektrizitätskonstanten von Kristallen angewandt ist. Aus den von W. SCHMIDT erhaltenen Resultaten möchte ich hervorheben, daß bei den chemischen Elementen die MAXWELLsche Beziehung $\varepsilon = n_\infty^2$ allgemein erfüllt zu sein scheint, oder daß wenigstens die Differenz zwischen beiden Zahlen verhältnismäßig klein ist, daß also bei chemischen Elementen ultrarote Absorptionsgebiete nicht vorhanden sind oder wenigstens keinen merkbaren Einfluß auf den Dispensionsverlauf haben. Aber die Untersuchung muß sowohl in optischer, wie in elektrischer Hinsicht noch bei mehr Substanzen angestellt bzw. wiederholt werden, bevor man dies als ein universelles Gesetz aussprechen kann.

Mit diesem von W. SCHMIDT benutzten Apparate hat dann E. KOHL Messungen über die Dielektrizitätskonstante fester Salze angestellt, um zu prüfen, ob sich dieselbe additiv aus der chemischen Zusammensetzung berechnen ließe. Dies ist indessen nicht der Fall. Die Resultate sind noch nicht publiziert.

Die Arbeit[2]), die ich zur Ermittelung der Eigenperioden von Drahtspulen angestellt habe, befolgte zunächst den Zweck, die Konstruktion von Teslatransformatoren zu ermöglichen durch Vorausberechnung, d. h. ohne daß man lediglich auf Ausprobieren der richtigen Teslaspule oder Primärkapazität angewiesen ist. Die Methode ist dabei die, daß die Spule magnetisch sehr lose gekoppelt wird mit einem Primärkreise, dessen Kapazität mikrometrisch variabel ist und der auf Wellenlängen geeicht ist. Der Primärkreis wird auf Resonanz mit der Spule eingestellt,

---

[1]) W. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 9, 923, 1902; 11, 114, 1903.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 9, 293, 590, 1902.

was an dem maximalen Leuchten einer in der Nähe des Spulenendes aufgestellten Warburgröhre erkannt wurde. Ich habe dort Tabellen und Kurven gegeben, aus denen man die Eigenwellenlänge der Spule aus ihren Dimensionen und ihrer Wickelungsart ablesen kann. Auch die Oberschwingungen einer Spule habe ich gemessen und konstatiert, daß sie nicht harmonisch zur Grundschwingung sind. Der Grund hierfür liegt offenbar darin, daß die einzelnen Abteilungen einer Oberschwingung einer Spule gegenseitig magnetisch gekoppelt sind. — Bei dieser Arbeit habe ich auch gefunden, daß bei kurzen Solenoiden die STEFANsche Formel zur Berechnung ihrer Selbstinduktion versagt und habe dann auf Grund meiner Messungen mit schnellen Schwingungen (die Selbstinduktion L wurde aus der Formel $\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ gefunden bei gemessenem λ und C, wo λ Wellenlänge, C Kapazität des Resonanzkreises bedeutet) eine korrigierte Formel dafür aufgestellt. Später hat STRASSER[1]) eine Formel dafür theoretisch aufgestellt und sie experimentell bei langsamen Schwingungen (Induktorium und Telephon) verifiziert. Seine Formel ergibt, wenn man sie auf die von mir benutzten Solenoide anwendet, sehr gute Übereinstimmung mit meinen Messungen (bei kleineren Selbstinduktionen etwas über 1 Proz., bei größeren Selbstinduktionen unter 1 Proz. Abweichung), was beweist, daß man durch Resonanzmethode bei schnellen Schwingungen auch Selbstinduktionen (oder Kapazitäten) sehr exakt messen kann.

Wenn man nun auch durch die Kenntnis der Eigenwellenlänge der gewählten Teslaspule die Dimensionen und Kapazität des erregenden Primärkreises im voraus berechnen kann, so ist noch die Frage zu erledigen, bei welcher Dimensionierung der Teslaspule man beste Wirksamkeit derselben erhält, d. h. größte Potentialamplitude an ihren Enden. Die Antwort auf diese Frage[2]) hängt etwas ab von dem Verhältnis v, in welchem der Radius des Primärkreises zum Radius der Teslaspule steht. Je kleiner dasselbe ist, um so kleiner ist das beste Verhältnis von Höhe h der Teslaspule zu ihrem Durchmesser $2r$, z. B. für $v = 2$ ist das beste Verhältnis $h/2r = 2{,}6$, für $v = 1{,}25$ dagegen $h/2r = 2{,}2$.

---

[1]) B. STRASSER, Ann. d. Phys. (4) 17, 763, 1905.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 16, 116, 1905.

In der zitierten Arbeit habe ich Formeln angegeben, aus denen man die Dimensionen der Teslaspule auch aus der angewandten Primärkapazität und dem Radius des Primärkreises berechnen kann. Diese Resultate verschieben sich bedeutend, wenn der Teslatransformator nicht mit freien Spulenenden benutzt werden soll, sondern wenn diese zur Speisung einer Funkenstrecke dienen sollen. Falls diese kräftig ist, so müssen die Spulenenden noch merklichen Strom und nicht nur Spannung haben, d. h. die Enden der Teslaspule sind keine Stromknoten mehr, und ihre Schwingungsdauer muß, analog wie wenn man Kapazität an die Spulenenden legt, bedeutend vergrößert werden. Daher muß die Schwingungsdauer des Primärkreises wesentlich größer sein, als die Schwingunsdauer der Teslaspule mit freien, offenen Enden. So habe ich z. B. für diese Zwecke einen Transformator brauchbar gefunden, bei dem die Eigenwellenlänge der Teslaspule bei freien Enden 72 m betrug, während die des Primärkreises 114 m war. Praktisch wird man also so verfahren, daß man die Kapazität des Primärkreises, falls der Teslatransformator zur Funkenspeisung verwendet werden soll, mindestens doppelt so groß (höchstens vielleicht dreimal so groß) wählt, als wenn der Transformator an den offenen Enden möglichst hohes Potential entwickeln soll und Resonanz zwischen der Spule (mit offenen Enden) und dem Primärkreis besteht.

Das Maximumpotential am Teslapol bei Resonanz und freien Enden ist nach meiner Berechnung proportional zur dritten Wurzel aus dem Verhältnis der Primärkapazität C_1 zu der Ganghöhe g der Teslaspule. Letztere wird daher möglichst klein zu wählen sein, aber es ist sehr bald eine Grenze wegen sonst mangelnder Isolation gesetzt. Die Primärkapazität C_1 muß möglichst groß sein, daher die Selbstinduktion L_1 des Primärkreises, da $C_1 L_1$ durch die Eigenperiode der Spule bestimmt ist, möglichst klein. Der Primärkreis soll daher nur aus einer einzigen Windung bestehen. Praktisch kann man diese Forderung oft deshalb nicht erfüllen, weil dann, um Resonanz mit der Spule zu ermöglichen, oft eine so große Kapazität C_1 erforderlich ist, daß die zur Verfügung stehenden Induktorien zu schwach zur Speisung einer kräftigen Funkenstrecke sind. Zwar könnte man ja von vornherein die Dimensionierung der Teslaspule so klein

wählen, daß man mit kleinem C_1 auskommt, sehr kleine Teslaspulen sind aber zu kapazitätsempfindlich, d. h. lassen in ihrer Wirksamkeit zu stark nach, sobald die Spulenenden mit Kapazität verbunden werden. Daher ist es mehr zu empfehlen, die Spule nicht zu klein zu dimensionieren und zur Herstellung der Resonanz, wenn man sie mit einer Primärwindung praktisch nicht erreichen kann, mehrere (bis vier etwa) Primärwindungen zu verwenden. Die Wirksamkeit des Transformators läßt dadurch, da sie proportional zu $\sqrt[3]{C_1:g}$ ist, nicht bedeutend nach, z. B. ist sie bei vier Primärwindungen etwas über die Hälfte nur vermindert.

Hinsichtlich der Abhängigkeit der Teslawirkung vom magnetischen Koppelungsgrad k[1]) zwischen Spule und Primärkreis habe ich theoretisch ein Maximum für $k = 0{,}6$ abgeleitet[2]), jedoch ist bei nicht zu starken Dämpfungen die Steigerung der Wirkung von $k = 0{,}3$ bis $k = 0{,}6$ unbedeutend. ZENNECK[3]) hat experimentell je nach der Dämpfung eine geringe Zunahme oder Abnahme der Maximalamplitude im Intervall $k = 0{,}3$ bis 0,6 gefunden. Die Differenz zwischen Beobachtung und Theorie erklärt sich vielleicht, wie ZENNECK meint, dadurch, daß ich vorausgesetzt habe, daß die Dämpfung des Primärkreises während des ganzen Ablaufes der Schwingungen konstant und von der Koppelung unabhängig ist. Ersteres trifft nach einer Arbeit von ZENNECK[4]) nicht zu, letzteres ist noch nicht geprüft. Jedenfalls braucht man praktisch nicht über die Koppelung $k = 0{,}3$ hinauszugehen, wenn wenigstens die Summe des primären und sekundären Dämpfungsdekrementes nicht größer als 0,5 ist. Diese Koppelung $k = 0{,}3$ wird etwa für das Verhältnis $v = r_1 : r = 1{,}7$ des Radius des Primärkreises zu dem der Teslaspule erreicht, falls das Verhältnis $h/2r$ der Spule etwa dem günstigsten Werte 2,2 bis 2,6 entspricht.

---

[1]) k ist durch die Gleichung $k = \frac{\lambda^2 - \lambda'^2}{\lambda^2 + \lambda'^2}$ definiert, wobei λ und λ' die beiden im Teslatransformator bestehenden Wellenlängen sind, welche sich durch die magnetische Koppelung aus der einen gemeinsamen Wellenlänge des Primärkreises bzw. der Spule gebildet haben.

[2]) Ann. d. Phys. (4) **13**, 544, 1904.

[3]) J. ZENNECK, Phys. ZS. **6**, 199, 1905.

[4]) J. ZENNECK, Ann. d. Phys. (4) **13**, 822, 1904.

Die für den Teslatransformator gewonnenen Resultate haben auch Bedeutung für die drahtlose Telegraphie, denn das BRAUNsche System der induktiven Erregung ist ein Teslatransformator, bei dem die Spule aber nicht frei endigt, sondern die Antenne bzw. Gegenkapazität trägt. Das Resultat, daß man mit der Koppelung $k = 0{,}3$ bis $k = 0{,}6$ die kräftigsten Wirkungen erzielen wird, wird auch hier gelten. In der zitierten Arbeit[1]) habe ich auch Fälle betrachtet, bei denen ein lose gekoppelter Empfänger und ein stark gekoppelter Sender benutzt werden. Dann kann für letzteren eine sehr starke Koppelung, die größer als $k = 0{,}6$ ist, günstig sein. Die Eigenperiode des Empfängers muß dann aber $\sqrt{2}$ mal so groß sein, als die Eigenperiode der beiden (ungekoppelten) Schwingungskreise des Senders.

Praktisch wird dieser Fall aber weniger von Bedeutung sein, als der, daß möglichst identisch gebaute Sender und Empfänger benutzt werden. Dann habe ich in jener Arbeit berechnet, daß die Intensität im Empfänger durch eine analoge Formel von den Abmessungen des Primärkreises des Senders abhängt, wie die Intensität des Sekundärkreises des Senders, d. h. das Problem welches mit vier Schwingungskreisen zu rechnen hat, ist auf das einfachere nur zweier gekoppelter Kreise reduziert.

Wenn es sich darum handelt, möglichst scharfe Resonanz zwischen Sender und Empfänger zu erhalten, so muß nicht nur die Koppelung in beiden Apparaten lose sein, sondern man wählt dann auch im Empfänger zweckmäßiger einen auf den Integraleffekt ansprechenden Indikator, als einen auf Maximalamplitude reagierenden. Daher ist der Kohärer zweckmäßiger zu ersetzen durch Bolometer oder Thermoelement oder (vielleicht) Magnetdetektor[2]). Da letztere auf Strom und nicht auf Spannung ansprechen, so kann man dann auch völlige Identität im Bau des Senders und des Empfängers erreichen, und es braucht nicht, wie jetzt bei Anwendung des Kohärers, die im Empfänger mit

[1]) Ann. d. Phys. (4) 13, 550, 1904.

[2]) Zusatz: Die Anführung des Magnetdetektors als eines eventuell integrierenden Instrumentes läßt vermuten, daß DRUDE Versuche plante, ihn zu einem solchen umzugestalten; in seiner bisherigen Form war er es nicht. Aus seinem Nachlaß lassen sich leider Versuche nach dieser Richtung nicht entnehmen.

dem Kohärer verbundene Spule auf hohe Spannung zu transformieren, während der analoge Primärkreis auf große Stromstärke gebaut ist.

Die Messung der Dämpfung eines Schwingungskreises, eine für die Praxis der drahtlosen Telegraphie und für rein wissenschaftliche Zwecke sehr wichtige Aufgabe, ist nach BJERKNESS [1]) durch Aufnahme einer Resonanzkurve möglich. BJERKNESS betrachtet dabei wesentlich den Integraleffekt im Empfänger. Da die Methode direkt nur die Summe der Dekremente der beiden schwach miteinander gekoppelten Systeme liefert, so sind zur Ermittelung der einzelnen Dekremente noch Hilfsbeobachtungen nötig, z. B. Aufnahme der Resonanzkurve bei berechenbarer Vergrößerung des Dekrementes im Empfänger durch eingeschalteten Widerstand. In der zitierten Arbeit [2]) habe ich gezeigt, daß man die Dekremente einzeln auch dadurch erhalten könnte, daß man die Resonanzkurve des Integraleffektes kombiniert mit der Resonanzkurve des Maximaleffektes. Indes macht die Messung des letzteren bei schnellen Wechseln Schwierigkeiten und daher ist dieser Weg weniger bequem und exakt, als wenn man nur den Integraleffekt benutzt. Falls man als Empfangskreis einen nahezu geschlossenen Kondensatorkreis benutzt, so kann man sein Dekrement aus seinem Widerstand [3]) und seinen Dimensionen berechnen, da keine Strahlungsdämpfung besteht. Daher ergibt sich denn aus der Resonanzkurve die Dämpfung des Erregerkreises allein. Auf diesem Wege habe ich die Dekremente bei mannigfach variierten Erregerkreisen mit Funkenstrecken gemessen [4]). Da dieselben nahezu geschlossen waren, so wird das Dekrement praktisch nur durch die Funkenstrecke herbeigeführt. Es ergab sich, daß es für jeden Kondensatorkreis einen gewissen Bereich von Funkenlängen gibt, welcher minimales Dekrement ergibt, das kaum merklich von der Funkenlänge abhängt und das bei allen Schwingungskreisen auch bei sehr verschiedener Kapazität und

---

[1]) V. BJERKNESS, Wied. Ann. **44**, 85, 1891; **55**, 121, 1895.

[2]) Ann. d. Phys. (4) **13**, 533, 1904.

[3]) Dabei sind auch die RAYLEIGHschen Formeln eventuell zu berücksichtigen, nach denen der Widerstand für schnelle Schwingungen wesentlich höher sein kann, als für konstanten Strom.

[4]) Ann. d. Phys. (4) **15**, 709, 1904.

Selbstinduktion annähernd auf denselben Wert gebracht werden kann [etwa 0,05 bis 0,08 bei Zinkfunken, falls der Kondensator keine Hysteresis oder Büschelentladungen hat] [1]). Wesentlich ist dabei, daß die Speiseleitungen der Funkenstrecke möglichst nahe an die Funken selbst herangerückt werden, sonst wird das Dekrement größer, weil dann die Schwingungen auch auf die Speiseleitungen übergehen. Der Integraleffekt hängt von der Funkenlänge viel mehr ab, als das Dekrement, weil mit der Funkenlänge zugleich die Anzahl der Partialentladungen variiert. Da diese mit Verkleinerung der Funken zunimmt, so erhält man größte Integraleffekte bei verhältnismäßig kleinen Funkenstrecken.

Die Ermittelung des Dekrementes aus der Resonanzkurve nimmt BJERKNESS durch eine geometrische Konstruktion vor. Ich benutze [2]), ebenso wie ZENNECK [3]), eine Formel, die viel bequemer und schneller zum Ziele führt. Sie lautet:

$$\gamma_1 + \gamma_2 = \pi \frac{\delta a_m}{a_m} \sqrt{\frac{I}{I_m - I}}; \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad 1)$$

darin sind γ_1 und γ_2 die Dekremente der beiden Schwingungskreise, I_m ist der im Resonanzfalle (Einstellung a_m) gemessene Integraleffekt, I der nach der Verschiebung δa_m beobachtete. Ich erwähne das hier, weil diese Formel bei den jetzt von vielen Beobachtern vorgenommenen Dämpfungsmessungen benutzt werden wird.

Nach der genannten Methode habe ich von Herrn NODA [4]) die Funkendämpfung untersuchen lassen für den Fall, daß ein Kondensator dem Funken parallel geschaltet wurde durch Zuleitungen, welche so nahe an die Funkenstrecke herangerückt waren, daß dieser Zusatzkondensatorkreis nur minimal galvanisch gekoppelt war mit dem eigentlichen Primärkondensatorkreise, dessen Periode also durch den Zusatzkreis nicht beeinflußt werden sollte.

---

[1]) Ähnliche Resultate hat auch G. REMPP, Ann. d. Phys. (4) 17, 627, 1905 erhalten. Seine Methode war ganz ähnlich der meinigen, nur hat er das Dekrement des Empfangskreises nicht berechnet, sondern nach BJERKNESS' Methode mehrere Resonanzkurven mit Zusatzwiderständen aufgenommen.

[2]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 15, 716, 1904, Formel (7).

[3]) J. ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 595, Formel (7), Stuttgart 1905.

[4]) P. NODA, Ann. d. Phys. (4) 19, 715, 1906.

NODA hat eine zum Teil sehr starke Verkleinerung des Dekrementes durch den Zusatzkreis erhalten, jedoch bedürfen seine Resultate noch weiterer Bestätigung.

Ferner lasse ich jetzt den Einfluß der Temperatur auf die Funkendämpfung untersuchen.

In Zusammenhang hiermit steht auch eine noch nicht abgeschlossene Arbeit, die ich über die Strahlungsdämpfung geradliniger Erreger habe ausführen lassen:

Ein geschlossener Kondensatorkreis mit meßbar variabler Kapazität induziert in loser Koppelung α) einen geschlossenen Sekundärkreis, β) einen geradlinigen Sekundärkreis. In beiden Fällen wird der Integraleffekt im Sekundärkreise durch ein Thermoelement beobachtet und eine Resonanzkurve durch Variation des Primärkondensators aufgenommen. Die Beobachtung α) mit geschlossenem Sekundärkreise dient dazu, um die Funkendämpfung des Primärkreises zu eliminieren. Es hat sich herausgestellt, daß die Strahlungsdämpfung durch metallische Leitungen an den Zimmerwänden stark beeinflußt zu werden scheint und im allgemeinen kleiner wird, so daß eine einwandfreie Messung und ein Vergleich mit ABRAHAMs Formeln wohl nur bei Versuchen im Freien möglich ist. Schon früher hat KIEBITZ[1]) festgestellt, daß das Dekrement eines geradlinigen Erregers im Zimmer kleiner als der theoretische Wert ist. Immerhin kann man durch Experimente im Zimmer finden, in welcher Weise die Annäherung von Leitern die Strahlungsdämpfung beeinflußt. Genauere Details der Resultate kann ich leider noch nicht angeben.

Bei den gekoppelten Systemen der drahtlosen Telegraphie ist das eine Schwingungssystem eine Spule mit Antenne und balancierender Gegenkapazität. Um die Vorausberechnung der Abstimmung dieser Systeme mit dem Kondensatorkreise sowie zwischen Sender und Empfänger zu ermöglichen, habe ich auf Grund systematischer Versuche eine Formel dafür aufgestellt[2]). Bezeichnet man nämlich die Antennenlänge mit l, die Eigenwellenlänge der Spule mit λ_0, die Wellenlänge des ganzen Systems (Spule und Antenne) mit λ, so berechnet sich für eine Spule mit

---

[1]) F. KIEBITZ, Ann. d. Phys. (4) 5, 897, 1901.

[2]) Ann. d. Phys. (4) 11, 957, 1903.

zwei gleichen Antennen der Länge l oder mit einer Antenne und äquivalenter Gegenkapazität die Eigenwellenlänge λ des Systems aus der Gleichung:

$$cotg \frac{\pi}{2} \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda} tg \, 2\pi \frac{l}{\lambda} = \beta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

wobei β ein Koeffizient ist, welcher von der Windungszahl n der Spule, der Spulenhöhe h, dem Spulendurchmesser $2r$, dem Radius ϱ des Antennendrahtes nach der Relation abhängt:

$$\beta = log \cdot l/\varrho \cdot \frac{f}{n} \sqrt{h/2r} \cdot \varphi \, (h/2r) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

f ist dabei eine für die Spule charakteristische Konstante, die gleich ist dem Verhältnis der halben Eigenwellenlänge $^1/_2 \lambda_0$ der freien Spule zu der Spulendrahtlänge l':

$$f = {}^1/_2 \lambda_0 : l' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

φ ist ein nur wesentlich von $h/2r$ abhängiger Koeffizient, für den ich in der zitierten Arbeit (S. 977, 978) eine graphische Darstellung bzw. eine Tabelle gegeben habe; φ kann von 1,7 (bei $h/2r = 0{,}3$) bis etwa 3 (bei $h/2r = 4$) schwanken. Für f habe ich in einer früheren Arbeit (Ann. d. Phys. (4) 9, 322, 323, 1902) Tabellen zur Berechnung aus den Spulendimensionen gegeben. Aus der Dimensionierung des Systems ist also φ, f und daher nach 4) auch λ_0, an Hand der ermittelten Tabellen zu entnehmen und daher die Eigenwellenlänge λ des Systems aus 2) und 3) zu berechnen.

Die Flächengröße S einer Metallplatte, welche einer Antenne der Länge l, des Radius ϱ das elektrische Gleichgewicht hält, ist nach meinen Versuchen aus der Formel zu berechnen:

$$\sqrt{S} = \frac{0{,}603}{log \; l/\varrho} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \cdot tg \, 2\pi \frac{l}{\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Da die Antennen nicht aus nur einem Draht bestehen, so untersuchte ich auch die Wirkung der Vielfachantennen, die aus mehreren parallelgeschalteten Drähten bestehen, und fand:

Eine Vielfachantenne wirkt wie eine Einfachantenne aus einem Drahte, dessen Radius (bei wenig Drähten der Vielfachantenne) gleich ist dem Radius bzw. dem Durchmesser (bei viel Drähten der Vielfachantenne) des für die ganze Länge geltenden, von den Antennendrähten umspannten mittleren Querschnittes (indem derselbe als Kreis berechnet ist).

Wenn $l:\lambda_0$ groß gegen 1 ist, so ergibt 2):

$$\frac{1}{2}\lambda = 2l + \frac{{}^1/_2\,\lambda_0}{\beta} \quad \ldots \ldots \quad 6)$$

Daß $\lambda = 4l$ sein muß, falls die Spulendimensionen sehr klein werden oder die Spule ganz fortbleibt, folgt ja leicht aus der Überlegung und annähernd auch aus der Erfahrung. Da man bisher bei der drahtlosen Telegraphie die Spulendimensionen wohl immer verhältnismäßig klein gegenüber der Antennenlänge gewählt hat, so ist wohl die Meinung ausgesprochen[1]), daß man in der Praxis stets mit der viel einfacheren Formel:

$$^1/_2\,\lambda = 2l \text{ bzw. } ^1/_2\,\lambda = 2l + l' \quad \ldots \ldots \quad 7)$$

wobei l' die Spulendrahtlänge bezeichnet, auskommt, anstatt mit der komplizierteren 6) oder gar 2). Demgegenüber möchte ich aber betonen, daß mir Versuche gezeigt haben, daß man, besonders wenn man die Antennenlänge als gegeben vorschreibt, viel kräftigere Wirkungen erhält bei Einschaltung von Spulen mit nicht unbeträchtlicher Eigenwellenlänge λ_0.

Auch ist es unter Umständen wünschenswert, durch Variation der eingeschalteten Spulen die Eigenwellenlänge λ des ganzen Systems zu verändern. Für beide Fälle müssen dann zur Vorausberechnung die mitgeteilten Formeln herangezogen werden, während die einfachere Formel $^1/_2\,\lambda = 2l + l'$ eine zu schlechte Annäherung ergibt. So ist z. B. für eine Spule der Länge $l' = 128$ cm, deren halbe freie Eigenwellenlänge $^1/_2\,\lambda_0$ 368 cm betrug (daher ist $f = 2{,}87$; es war $n = 4$, $h/2r = 0{,}066$), bei zwei angehängten Antennen der Länge $l = 100$ cm (und der Dicke $2\varrho = 1$ mm) von mir gefunden $^1/_2\,\lambda = 532$ cm [was sich auch aus den Formeln 2) und 3) berechnet], während Formel 7) den Wert $^1/_2\,\lambda = 200 + 128 = 328$ cm ergeben würde. Daher ist Formel 7) nicht brauchbar.

Wenn $l:\lambda_0$ klein gegen 1 ist, so ergibt 2):

$$\frac{1}{2}\lambda = \frac{1}{2}\lambda_0 + \frac{2l}{\beta} \quad \ldots \ldots \quad 6')$$

Diese Formel ist z. B. zu verwenden, wenn man die Änderung der Wellenlänge einer Teslaspule durch angehängte Enddrähte

[1]) J. Zenneck, Phys. ZS. 6, 197, 1905.

berechnen will, wie sie ja bei manchen Teslaversuchen benutzt werden. Da nach (3) β umgekehrt proportional zu n ist und da n bei Teslaspulen groß ist, so wird nach (6^1) die Eigenwellenlänge auch durch kurze Drahtstücke l so bedeutend vergrößert, daß die Teslawirkung schlecht ist, falls man nicht bei dem Versuch die Primärkapazität wesentlich größer wählt, als der Resonanz mit der freien Teslaspule entspricht.

Zusatz: Hier bricht das Fragment ab. Aus Aufzeichnungen ist zu ersehen, daß DRUDE weiterhin Mitteilungen machen wollte über Beobachtungen, die er noch in Gießen angestellt hat; sie sind zum Teil noch nicht publiziert und haben ergeben, „daß bei der drahtlosen Telegraphie die Spule ziemlich groß (d. h. viele Windungen) im Vergleich zur Antenne sein muß, falls beste Wirkung erzielt werden soll". Diese Beobachtungen wurden ausgeführt an Systemen von gleicher Schwingungsdauer, die bestanden aus gleichen Antennen (Länge 100 cm, bei einer Beobachtungsreihe 300 cm), aber Spulen verschiedener Windungszahl (1 bis 6). Erregt wurden diese Systeme durch denselben Primärkreis.

Weiterhin wollte DRUDE berichten über Versuche, die er in Berlin angestellt hat und welche die Beeinflussung der Formeln durch benachbarte Drähte und Platten zum Gegenstand hatten, sowie den Einfluß der Erde auf die Gegenkapazität bei den Versuchen von SACHS[1]). Diese Beobachtungen werden jetzt auf Grund des Beobachtungsjournals von Herrn SACHS veröffentlicht[2]). Ihr Ergebnis ist, „daß die Resultate von SACHS nicht merklich dadurch gestört werden, daß, falls die Gegenplatte verschiedene Höhe über dem Erdboden hat, die Resonanz eine andere ist; denn sie ist davon nahezu unabhängig; Einfluß der Erde auf die Resonanz war erst vorhanden, falls die Platte näher als 50 cm an die Erde kam".

Zum Schluß sollten die von Schülern DRUDEs ausgeführten Beobachtungen über die Wirkungsweise des Kohärers und seine Verwendbarkeit für Resonanzversuche besprochen werden.

Das Gesamtergebnis seiner Forschungen über drahtlose Telegraphie hat DRUDE wörtlich folgendermaßen formuliert:

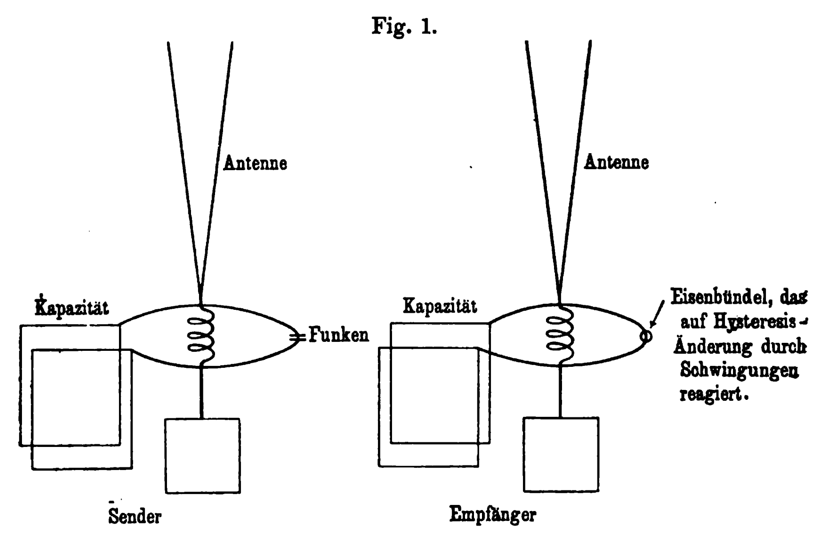
---

[1]) J. SACHS, Ann. d. Phys. (4) 18, 348, 1905.
[2]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 21, 1906.

„Als bestes System für drahtlose Telegraphie halte ich:

1. Magnetische Koppelung.
2. Völlige Identität von Sender und Empfänger.
3. Als Empfänger muß ein Eisenbündel (als Magnetdetektor) gelegt werden um die eine Drahtwindung, die zur Kapazität führt.

Fig. 1.



Das Eisenbündel muß auf Integraleffekt ansprechen; so kann man am ehesten scharfe Abstimmung zwischen Sender und Empfänger erhalten.“

Über den Einfluſs transversaler Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle (nach gemeinsam mit Herrn Dr. Franz Weidert ausgeführten Versuchen);

von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 17. September 1906.)

(Vgl. oben S. 325.)

Seitdem W. THOMSON[1]) gezeigt hat, daß der elektrische Widerstand von Eisenstäben durch Magnetisierung derselben geändert wird, ist der Einfluß der Magnetisierung auf die elektrische Leitungsfähigkeit der Metalle häufig Gegenstand von Experimentaluntersuchungen gewesen[2]), die indessen — wenn man von den ausgedehnten sorgfältigen Versuchen absieht, die sich auf Wismut beziehen und einen gewissen Abschluß erreicht haben — bisher zu einwandfreien sicheren Ergebnissen nicht geführt haben. Dies kommt wohl in erster Linie daher, daß es sich hier meist um außerordentlich kleine Widerstandsänderungen handelt, die nur bei Anwendung sehr verfeinerter Messungsmethoden beobachtet und leicht durch fremde äußere Einflüsse, besonders durch die infolge von Temperaturänderungen bedingten Widerstandsänderungen verdeckt werden können. So erklärt es sich auch, daß die Resultate einzelner Autoren bisweilen einander geradezu widersprechen. Mit Sicherheit ist bisher ein Einfluß der Magne-

---

[1]) W. THOMSON, Math. and. Phys. Papers 2, 307.

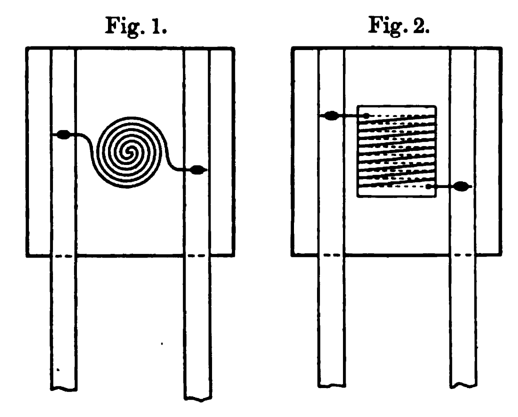
[2]) Eine recht vollständige Zusammenstellung der einschlägigen Arbeiten findet sich in WINKELMANNS Handb. d. Physik, 2. Aufl. (1905), 4, 361 und 5, 459, aus der folgende speziell auf unsere Untersuchung (transversale Magnetisierung) bezüglichen besonders hervorgehoben seien: E. BEETZ, Pogg. Ann. 128, 202, 1866; ADAMS, Phil. Mag. (5) 1, 153, 1876; DE LUCCHI, Atti del R. Ist. Ven. 8, 17, 1882; v. ETTINGHAUSEN, Wien. Ber. 95, 714, 1887; D. GOLDHAMMER, Wied. Ann. 31, 360, 1887 u. 36, 804, 1889; PH. LENARD, Wied. Ann. 39, 636, 1890; TH. DES COUDRES, Verh. Berl. Physik. Gesellsch. 10, 50, 1891; A. GARBASSO, Atti di Torino 27, 839, 1891; Naturw. Rundschau 6, 637, 1891; M. CANTONE, Atti Acc. Linc. (5) 1 [1], 424, 1892 u. [2], 119 u. 277, 1892.

tisierung auf die Leitfähigkeit nur noch bei den stark magnetischen Metallen sowie bei Antimon und Tellur gefunden worden; die wenigen Autoren, die ihre Messungen auch auf andere Metalle ausdehnten, konnten für diese, da sie sich nur der WHEATSTONEschen Brückenanordnung bedienten, meßbare Widerstandsänderungen bei transversaler Magnetisierung nicht nachweisen. Für die Elektronentheorie ist aber die sichere Kenntnis der Widerstandsänderungen verschiedener Metalle im magnetischen Felde von großer Bedeutung.

In der vorliegenden Arbeit gelangten nun folgende als möglichst rein bezogene Metalle zu eingehender Untersuchung: Silber, Platin, Tantal, Cadmium, Zinn, Gold, Palladium, Zink, Kupfer, Blei, Kobalt, Nickel und Eisen verschiedener Sorte; sie kamen in Form dünner Drähte (0,05 bis 0,3 mm) zur Verwendung. Anfänglich wurden dieselben, nach Art der LENARDschen Spiralen, nach zweimaligem Durchziehen durch dickes Kollodium als bifilare Flachspiralen mit Hilfe von Wachs zwischen dünne Glimmerblättchen eingebettet; die Drahtenden waren an zwei auf einer Hartgummiplatte befestigten Kupferstreifen angeschraubt. Es zeigte sich jedoch bald, daß sich bei dieser Montierung Schwankungen der Temperatur, wie sie schon durch leise Luftbewegungen hervorgerufen werden, bei der hohen Empfindlichkeit der nachher zu beschreibenden Messungsmethode sofort störend bemerkbar machten und eine genaue Messung vereitelten. Auch wenn man die Metallspiralen, ebenso wie die Magnetpole, zwischen denen sie sich befanden, vollständig mit Watte umhüllte, wurde diese durch Schwankungen der Lufttemperatur bewirkte Störung nur teilweise beseitigt, ja, es machte sich dann noch die weitere Fehlerquelle störend bemerkbar, daß von dem Magnet aus durch die immerhin etwas leitende Baumwolle Stromschleifen in die Meßanordnung gelangten, die die Größe des durch die Magnetisierung bewirkten Galvanometerausschlages beeinflußten (vgl. später S. 367). Deshalb wurden die Glimmerplatten durch Hartgummiplatten ersetzt, die infolge ihrer geringen Wärmeleitungsfähigkeit einen geeigneten Schutz gegen rasche, unregelmäßige Temperaturschwankungen boten. Der störende Einfluß, den die unvermeidliche *gleichmäßige* Änderung der Temperatur ausübte, wurde durch die besondere, später zu beschreibende Methode der Messung eliminiert.

Allerdings hatten die so gewickelten Spiralen nunmehr eine größere Dicke, als die zwischen Glimmer gewickelten, und demgemäß konnte nicht mehr mit so geringem Polabstand, also auch nicht mit der höchsten Feldstärke gearbeitet werden.

Fig. 1 erläutert die Art der schließlich bei den dickeren Drähten angewandten Montierung. In eine quadratische Hartgummiplatte von 42 mm Seitenlänge und 1,5 mm Dicke wurden an zwei gegenüberliegenden Seiten, 5 mm vom Rande entfernt und parallel zu diesem, 5 mm breite und 0,5 mm tiefe Rillen eingefräst und in diese Kupferstreifen von 5 mm Breite und 0,5 mm Dicke mittels Siegellack eingekittet. Dann wurde zwischen den letzteren eine dünne Wachsschicht ausgebreitet, auf dieser der



mehrfach durch Kollodium gezogene und so isolierte Draht als flache bifilare Spirale aufgewickelt und die beiden Enden desselben, je nach dem Material, mittels Weichlot oder Woodscher Legierung an die Kupferstreifen angelötet. Nachdem dann die fertige Spirale nebst den Lötstellen nochmals mit geschmolzenem Wachs überstrichen war, so daß der Draht vollkommen zwischen Wachs eingebettet lag, wurde, unter Zwischenlage schmaler, dünner Kartonstreifchen an den Rändern, eine zweite, gleich große und ebenfalls 1,5 mm dicke Hartgummiplatte mit Syndetikon aufgekittet. Das Ganze blieb dann mehrere Tage bis zum völligen Austrocknen unter Pressung.

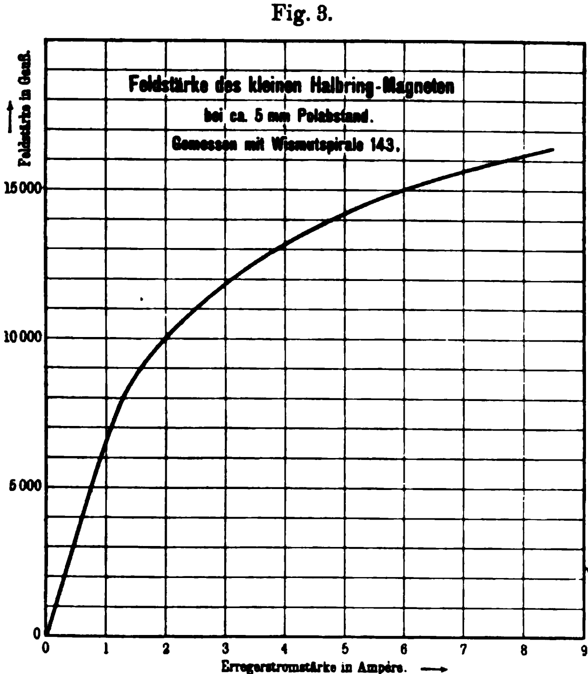
Bei den Drähten von 0,1 und 0,05 mm Dicke erwies sich eine etwas andere, durch Fig. 2 dargestellte Montierung als vorteil-

hafter. Ein dünnes Glimmerblättchen von 16 mm Breite und 18 mm Länge wurde auf den beiden Längsseiten mittels einer Feile mit feinen Einkerbungen versehen und mit dem betreffenden Draht bewickelt. Eine Isolation durch Kollodium war in diesem Falle nicht nötig, weil die Windungen des Drahtes durch die Einkerbungen sicher in ihrer Lage gehalten und vor gegenseitiger Berührung geschützt wurden. Um ein Zurückspringen des aufgewickelten Drahtes zu verhindern, waren die Enden durch zwei feine Löcher am Rande des Glimmerblättchens gesteckt. Das bewickelte Blättchen wurde sodann beiderseits mit geschmolzenem Siegellack überzogen und in der aus der Figur ersichtlichen Weise zwischen den beiden Kupferschienen auf der unteren Hartgummiplatte mit Siegellack festgekittet. Nachdem dann die freien Drahtenden mit den Kupferschienen verlötet waren, wurden rings um die Platte an den Rändern mit Siegellack schmale Kartonstreifchen aufgekittet, deren Oberfläche ebenfalls dünn mit Siegellack bestrichen, die zweite Hartgummiplatte aufgelegt und das Ganze zwischen zwei dicken Spiegelglasplatten unter Druck langsam erwärmt, bis der Siegellack vollkommen geschmolzen war und der Überschuß desselben zwischen den beiden Hartgummiplatten hervorquoll. Die Pressung wurde erst nach dem vollkommenen Erkalten aufgehoben. Widerstandsmessungen vor und nach dem Zukitten lieferten die Kontrolle, daß kein Reißen oder Verschieben der Drähte eingetreten war. Auf diese Weise waren die dünnen Drähte vollkommen in Siegellack eingebettet, so daß auch jegliche Deformation derselben ausgeschlossen war. Bei den stark magnetischen Metallen ist diese Sicherung der Lage natürlich von höchster Wichtigkeit. Die Dicke der nach Fig. 1 oder 2 hergestellten Präparate betrug 3,5 bis 4 mm.

Als Elektromagnet kam bei den ersten vom Verfasser gemeinsam mit Herrn Ingenieur Erwin Strunz vor mehreren Jahren bereits begonnenen, aber inzwischen unterbrochenen Versuchen der Ruhmkorffsche, bei den Hauptversuchen jedoch der Du Boissche kleine Halbring-Elektromagnet zur Verwendung, den Herr Kollege Du Bois uns für diese Versuche freundlichst zur Verfügung stellte. Die Polschuhe hatten die Form abgestumpfter Kegel mit etwa 16 mm Durchmesser der flachen Endflächen. Der Abstand derselben betrug 5,0 mm. Genau in der Mitte zwischen

ihnen wurden die vorhin beschriebenen Spiralen mittels eines geeigneten starken Halters senkrecht zu den magnetischen Kraftlinien unverrückbar aufgestellt. Um nicht für jede einzelne Messungsreihe während des Verlaufs derselben die Feldstärke besonders bestimmen zu müssen, wurde durch mehrere gut übereinstimmende Messungsreihen mittels einer Wismutspirale die Abhängigkeit der Feldstärke von der Erregerstromstärke (vgl. die

Fig. 3.

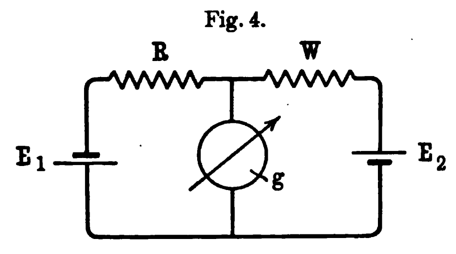


obenstehende Kurve, Fig. 3) bestimmt, so daß immer nur die letztere (mit einem Präzisionsamperemeter von SIEMENS & HALSKE) beobachtet zu werden brauchte.

Die Messung der Widerstandsänderungen erfolgte ursprünglich nach der WHEATSTONEschen Brückenanordnung mit Universalrheostat und Spiegelgalvanometer. Diese Messungsmethode mußte indessen bald aufgegeben werden, erstens, weil sie keine genügende Empfindlichkeit lieferte, und zweitens, weil das Abgleichen zu lange Zeit erforderte, so daß sich inzwischen die

Temperatur des Drahtes und mithin auch sein Widerstand zu stark änderte; z. B. machte sich die Temperaturänderung infolge der im Magneten entwickelten Stromwärme bei den hohen Feldstärken schon etwa 20 Sekunden nach seiner Erregung bemerkbar. Die Anwendung von Flüssigkeitsbädern hätte aber zu große Polabstände erfordert und würde nach allen späteren Erfahrungen bei der Ausführung in kleinen Dimensionen wohl auch nicht ausreichend gewesen sein, den Übelstand ganz zu beseitigen. Deshalb wurde eine Widerstandsmessung mit direktem Ausschlag gewählt, bei der natürlich, um genügende Empfindlichkeit zu erzielen, nur die Widerstandsänderungen, auf die es ja in erster Linie ankam, zu messen waren, während unabhängig davon der Anfangswiderstand bei bestimmter Temperatur durch besondere genaue Messungen ermittelt wurde. Am bequemsten wäre zur Messung dieser Widerstandsänderungen ein Differentialgalvanometer gewesen, das, um direkte magnetische Störungen seitens des Elektromagneten auszuschließen, ein Drehspuleninstrument hätte sein müssen; da ein solches aber leider nicht zur Verfügung stand, wurde mit Differentialschaltung der Stromquelle[1]) gearbeitet; die Methode ist im allgemeinen zwar nur für die Vergleichung großer Widerstände geeignet, konnte aber im vorliegenden Falle mit sehr gutem Erfolg angewandt werden, weil es sich hier ja um die Bestimmung der Änderung des Widerstandes, nicht direkt um die Bestimmung seines absoluten Wertes handelte. Das Grundprinzip der Methode ist durch das Schema der Fig. 4 dargestellt; E_1 und E_2 seien zwei gleiche Elektrizitätsquellen; der zu untersuchende Widerstand W wird durch den Rheostatenwiderstand R solange abgeglichen, bis das Galvanometer g keinen Ausschlag mehr zeigt.

Fig. 4.



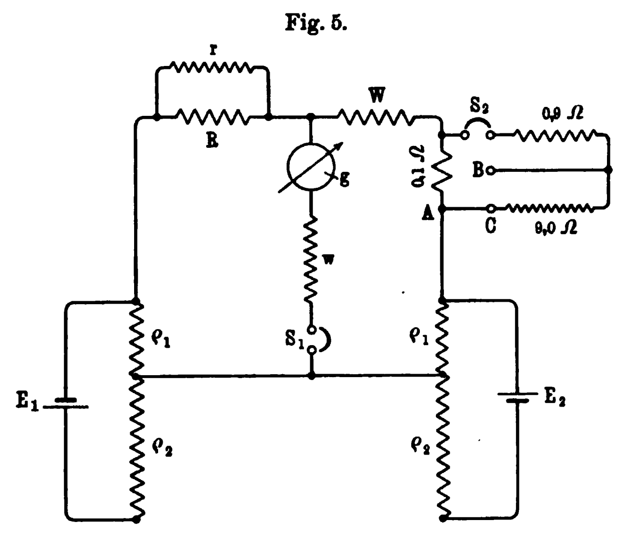
Die von uns angewandte und durch Fig. 5 dargestellte Schaltung ist eine Erweiterung der vorigen und zur Messung kleiner Widerstandsänderungen außerordentlich geeignet. Wegen der

---

[1]) Vgl. F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik. 10. Aufl., 1905, S. 419.

Kleinheit der Widerstände der zu untersuchenden Spiralen (meistens nur einige Ohm) konnte für E_1 und E_2 natürlich nicht die volle Spannung eines Elements zur Anwendung kommen, sondern sie mußte passend unterteilt werden. Zu dem Zweck wurden die beiden Akkumulatoren E_1 und E_2 durch die Widerstände $\varrho_1 + \varrho_2$ geschlossen und nur die an den Enden von ϱ_1 herrschenden Spannungen zur Messung benutzt. Im allgemeinen betrugen die Widerstände ϱ_1 1 oder 2 Ohm, ϱ_2 50 Ohm.

Fig. 5.



Ferner wurde zur feineren Abgleichung gegen den zu untersuchenden Draht *W* an die Klemmen des Stöpselrheostaten *R* ein bis 100000 Ohm gehender Kurbelrheostat *r* angelegt, da bei der hohen Empfindlichkeit der ganzen Anordnung eine Änderung von nur 0,1 Ohm in *R* schon Ausschläge des Galvanometers weit über die ganze Skala bewirkte.

Wie schon erwähnt, sollten die durch die Magnetisierung hervorgerufenen Änderungen des Widerstandes von *W* unmittelbar aus dem Ausschlag des Galvanometers entnommen werden. Zu diesem Zwecke wurde von Fall zu Fall durch den Versuch bestimmt, welcher Ausschlag des Galvanometers durch eine bekannte (0,01, bzw. 0,001 Ohm) Widerstandsänderung in dem den zu untersuchenden Draht *W* enthaltenden Zweige hervor-

gerufen wurde. Deshalb befand sich in diesem Zweige ein Normal-Einzelwiderstand von 0,1 Ohm, dem mittels des Quecksilberschalters S_2 entweder 0,9 oder 0,9 + 9,0 Ohm parallel geschaltet werden konnten, je nachdem die Klemme A mit B oder mit C verbunden wurde. Die beiden Widerstände 0,9 und 9,0 Ohm waren im Interesse größerer Genauigkeit und Bequemlichkeit ebenfalls als Einzelwiderstände hergestellt. Durch Öffnen des Schalters S_2 konnte so der Widerstand des betreffenden Zweiges um genau 0,01 bzw. 0,001 Ohm vergrößert werden. Mit den hierdurch bewirkten Galvanometerausschlägen (Empfindlichkeit ε) wurden dann die durch die Magnetisierung bewirkten Ausschläge α direkt verglichen. Da die zu messenden Widerstandsänderungen im Verhältnis zu den Widerständen des ganzen Kreises nur außerordentlich klein waren, so konnte einfach Proportionalität des Galvanometerausschlages mit der Änderung des Widerstandes angenommen werden.

Das Galvanometer g war ein Drehspulgalvanometer von Hartmann und Braun mit Spiegelablesung und 5 Ohm Widerstand der Meßspule, und war gerade seines geringen Widerstandes wegen für diese Schaltung vorzüglich geeignet. Um bei der Messung kleiner Widerstände keine zu starke Dämpfung zu erhalten, konnte dem Galvanometer ein passender Widerstand w vorgeschaltet werden. Der in dem Galvanometerkreise liegende Schalter S_1 war ebenfalls ein Quecksilberschalter.

Auf diese Weise ließen sich denn, wie aus den weiter unten mitzuteilenden Versuchsergebnissen zu ersehen ist, die Widerstandsänderungen sehr sicher bestimmen.

Auf das sorgfältigste war dafür gesorgt, daß ein Übertritt von Stromschleifen aus der Starkstromleitung des Magneten in die Meßanordnung nicht stattfinde. Deshalb waren alle mit der Starkstromleitung in Verbindung stehenden Teile, also der Elektromagnet, Regulierwiderstände, Schalter, Amperemeter usw., sowie auch die in der Nähe des Magneten befindlichen Teile der Meßanordnung vom Erdboden durch Hartgummi- und Glasunterlagen isoliert. Wurde diese Vorsichtsmaßregel nicht beachtet, so zeigte das Galvanometer stets eine Änderung seiner Einstellung, sobald man die Pole der Starkstromleitung miteinander vertauschte, ohne daß deshalb der Magnet erregt zu sein brauchte, und es ergaben

demgemäß die Messungen der Widerstandsänderungen je nach der Erregungsrichtung etwas verschiedene Werte, bzw. wenn man die die Metallspiralen enthaltenden Ebonitplatten ganz aus dem Magnetfelde entfernt hatte, so ergaben sich bei Erregung des Magneten im einen oder anderen Sinne gleich große, entgegengesetzte Ausschläge des Galvanometers (von etwa 2 bis 3 Skalenteilen). Durch die Isolation der Versuchsanordnung vom Erdboden wurde jedoch diese Fehlerquelle vollkommen beseitigt. Trotzdem wurden bei den Hauptversuchen bei allen Metallen für jede Feldstärke je zwei Messungsreihen mit verschiedenen Richtungen des Erregungsstromes ausgeführt, um jede etwa auftretende Störung an der Abweichung der beiden Resultate sofort erkennen zu können.

Es handelt sich nun nur noch darum, zu zeigen, wie die durch das Steigen der Temperatur bewirkten Änderungen des Widerstandes zu eliminieren waren. Ursprünglich wurden die Beobachtungen in der Art angestellt, daß zur Zeit 0 die momentane Nullstellung n_0 des Galvanometers abgelesen und unmittelbar danach, etwa zur Zeit 2 Sekunden, der Magnet eingeschaltet wurde, daß dann zur Zeit 30″ wieder der Stand n des Galvanometers abgelesen, der Magnet sofort wieder ausgeschaltet wurde und zur Zeit 1′ wieder die Ablesung der in der Zwischenzeit weitergewanderten Nullage des Galvanometers erfolgte. Die Differenz der zweiten Galvanometerablesung n gegen das Mittel der beiden Nullagen ergab dann den eigentlichen Ausschlag. Es zeigte sich jedoch bald, daß diese Art der Beobachtung bei den im Verhältnis zum Fortschreiten der Nullage kleinen Ausschlägen nicht zulässig war, weil sie auf der nicht zutreffenden Voraussetzung beruhte, daß die Änderung der Temperatur, also auch des Widerstandes bei unerregtem Feld eine lineare Funktion der Zeit wäre. Tatsächlich war nämlich die Zunahme der Temperatur mit der Zeit meistenteils eine beschleunigte. Deshalb wurde derart verfahren, daß der Magnet immer in Zwischenräumen von einer halben Minute wechselweise erregt und wieder ausgeschaltet und ebenso dazwischen der Stand des Galvanometers genau von halber zu halber Minute abgelesen wurde. Man erhielt so für jede volle Minute den Stand n_0 des Galvanometers, der dem Widerstande des Drahtes im unerregten Felde entsprach, und genau dazwischen,

zu den halben Minuten, den dem Widerstand im erregten Felde entsprechenden Stand n. Die so abgelesenen Werte von n_0 wurden dann als Funktion der Zeit in Kurven aufgetragen und aus diesen die den Werten n entsprechenden zeitlichen Nullagen n_0' graphisch interpoliert.

Bei der höchsten Erregerstromstärke von 8 Ampere mußte dieses Verfahren etwas abgeändert werden, weil in diesem Falle bei mehrmaligem Erregen des Magneten die Galvanometerstellung infolge der Stromwärme zu schnell wanderte. Deshalb wurde bei der dieser Erregerstromstärke entsprechenden Feldstärke H so gearbeitet, daß der Magnet nur einmal auf die Dauer von 20″ erregt und die Galvanometerstellung n_0 vorher und nachher etwa je fünfmal in Abständen von je 10″ abgelesen wurde, um auch hier wieder den Stand n_0' für den Moment graphisch interpolieren zu können, in dem die Ablesung n der Galvanometerstellung bei erregtem Magneten erfolgte.

Da die Drähte (und deshalb auch die Wismutspirale bei der Feldstärkemessung) während einer Messungsreihe nicht aus dem Magnetfelde entfernt wurden, sondern stets zwischen den Polschuhen verblieben, so bezeichnen die angegebenen Widerstandsänderungen, genau genommen, nur die Widerstandsänderungen für eine Zunahme der Feldstärke von dem remanenten Felde des Magneten, das mittels Induktionsschleife zu etwa 160 Gauss bestimmt wurde, auf die Feldstärke $160 + H$.

Bei den diamagnetischen und paramagnetischen Metallen, deren Permeabilität nicht viel von 1 verschieden ist, kann man diese Kurven als identisch ansehen mit den Kurven, welche die Abhängigkeit der Widerstandsänderung von der absoluten Feldstärke angeben, weil die angewandten Feldstärken des Magneten bis auf den Wert von 16000 Gauss anstiegen, gegenüber welchem jene Remanenz sehr klein erscheint. Bei den ferromagnetischen Metallen jedoch genügt wegen des hohen Wertes ihrer Permeabilität schon das remanente Feld von 160 Gauss zur Erzeugung einer verhältnismäßig hohen induzierten Feldstärke B im Innern der Drähte (für Eisen z. B., je nach der Sorte, bis zu 17000 Gauss); diese letztere dürfte aber wohl für die Größe der Widerstandsänderung nicht ohne Einfluß sein. So erklärt es sich, daß bei den ferromagnetischen Metallen, wenn man vor

Beginn einer Messungsreihe den Elektromagneten entmagnetisiert hatte und nach der oben beschriebenen Beobachtungsmethode arbeitete, man nach dem erstmaligen Ausschalten des Magneten nicht auf den Widerstandswert zurückkam, der unter Berücksichtigung des Temperaturganges zu erwarten gewesen wäre. Der erste Punkt der n_0-Kurve fiel dann nämlich stets aus dem geschlossenen Linienzug heraus. Deshalb wurde bei Eisen, Nickel und Kobalt vor der Messung bei jeder einzelnen Feldstärke der Magnet und damit auch der zwischen den Polen befindliche Draht selbst auf bekannte Art sorgfältigst entmagnetisiert und durch Ablesungen in Intervallen von 10 zu 10 Sekunden die Kurven für die Abhängigkeit der Galvanometerstellung von der Zeit vor und nach dem Einschalten des Magneten aufgenommen. Durch graphische Extrapolation konnten dann die Werte von n_0 und n bestimmt werden, die gleichen Zeiten entsprachen; Beobachtungen von n_0 nach dem ersten Wiederausschalten des Magneten fanden also bei den Versuchen mit ferromagnetischen Metallen nicht statt.

Der Gang einer vollständigen Messungsreihe war also nun der, daß zu Anfang und Ende die Empfindlichkeit, d. h. die Ausschlagsänderung des Galvanometers, für eine Widerstandsänderung von 0,001 oder 0,01 Ohm im Zweige W bestimmt wurde. Wegen des Wanderns der Ruhelage erfolgten auch hier die Ablesungen in genau gleichen Zeitintervallen (30 Sekunden); jedoch genügte hier zur Berechnung der zu der Ablesung n gehörigen Ruhelage n_0 ein einfaches Mittelnehmen aus den symmetrisch zu n gelegenen Werten von n_0, einmal, weil es sich hierbei um beträchtlich größere Ausschläge handelte, und dann vor allem, weil der Verlauf der n_0-Kurve, solange der Magnet nicht erregt war, ein nahezu geradliniger war. Solange die Temperatur während einer Messungsreihe sich nicht allzu sehr änderte, blieb auch die Empfindlichkeit zu Anfang und Ende fast die gleiche. In diesem Falle wurde zur Berechnung einfach das Mittel aus den beiden zu Anfang und am Schluß jeder Messungsreihe beobachteten Empfindlichkeiten genommen. Wenn sich jedoch zu Ende ein wesentlich anderer Wert der Empfindlichkeit als zu Anfang ergab, wurde die Änderung gleichmäßig über die Messungsreihe verteilt (vgl. Zusammenstellung der Messungen S. 374 ff.).

Da während einer Messungsreihe die Ruhelage des Galvanometers natürlich stark nach einer Seite hin wanderte, wurde sie vor Beginn der Messung bei einer jeden Feldstärke durch Regulieren des Rheostaten r stets wieder in den mittleren Teil der Skala zurückgeführt. Zur besseren Erläuterung des weiteren Ganges der Messung, sowie vor allem, um ein Bild von der erreichten Genauigkeit zu geben, sei hier eine vollständige Messung mit allen Zahlen für ein Metall mitgeteilt[1]). Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

n_0 = Nullstellung des Galvanometers.
n = Ablesung am Galvanometer bei erregtem Magneten, bzw. bei Zuschalten von + 0,001 Ohm (vgl. oben S. 366).
n_0' = interpolierte Nullstellung des Galvanometers für die Zeit der Ablesung von n.
α = berechneter Ausschlag des Galvanometers = $n - n_0'$.
ε = Empfindlichkeit der Anordnung.
J = Erregerstromstärke des Magneten.
t = Temperatur des zu untersuchenden Drahtes.
W = Widerstand desselben außerhalb des Feldes.

Stromrichtung I und II bedeuten die beiden verschiedenen Richtungen des Erregerstromes des Magneten.

Zink Nr. 4. — 16. Juli 1906.

Draht von 0,1 mm Durchmesser, nach Fig. 2 in Siegellack eingebettet.

$W = 2{,}89$ Ohm bei $21{,}28°$ C.

ϱ_1 = je 1 Ohm $\quad\varrho_2$ = je 50 Ohm, w = 10 Ohm (vgl. Fig. 5).

Bestimmung der Empfindlichkeit ε für $\Delta W = +0{,}001$ Ohm.

	Zu Anfang:				Zu Ende:		
n_0 =	489,0	494,8	500,0	n_0 =	500,4	515,7	526,9
n =	518,1	523,6		n =	534,3	547,6	
ε =	+ 26,2	+ 26,2		ε =	$+26{,}2_5$	+ 26,3	

im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_0$ im Mittel: $\varepsilon = +26{,}2_8$

Hauptmittel: $\varepsilon = +26{,}2_4$.

[1]) Das gesamte Beobachtungsmaterial wird an anderer Stelle mitgeteilt werden.

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0′	513,5				19,00°		Stromrichtung I
30″		516,2	517,5	0,50		$+ 1,3_0$	
1′	518,9						
30″		$521,6_5$	523,0	0,50		$+ 1,3_5$	
2′	524,4						
30″		527,2	528,6	0,50		$+ 1,4_0$	
3′	530,0						
			Mittel:	0,50		$+ 1,3_5$	
0′	535,2						Stromrichtung II
30″		$537,6_5$	538,9	0,50		$+ 1,2_5$	
1′	540,1						
30″		542,9	544,2	0,50		$+ 1,3_0$	
2′	545,7						
30″		$548,7_5$	549,8	0,50		$+ 1,0_5$	
3′	551,8				19,60		
			Mittel:	0,50		$+ 1,2_0$	
			Hauptmittel:	0,50	19,30°	$+ 1,2_8$	

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0′	$493,0_5$				19,63		Stromrichtung II
30″		494,3	500,8	1,41		+ 6,5	
1′	$496,0_5$						
30″		498,3	504,9	1,40		+ 6,6	
2′	501,2						
30″		504,4	$510,3_5$	1,40		+ 5,95	
3′	508,0				19,70		
			Mittel:	$1,40_8$	19,67	$+ 6,3_5$	
0′	$489,1_5$				19,92		Stromrichtung I
30″		490,3	$497,0_5$	1,40		$+ 6,7_5$	
1′	492,0						
30″		493,7	499,2	1,40		+ 5,5	
2′	495,3						
30″		497,6	504,1	1,40		+ 6,5	
3′	$499,9_5$				20,00		
			Mittel:	1,40	19,96	$+ 6,2_5$	
			Hauptmittel:	$1,40_2$	19,82	+ 6,3°	

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0′	471,1				20,10		Stromrichtung I
30″		473,3	484,3$_5$	2,73		+11,0$_5$	
1′	476,1						
30″		479,7	491,0	2,71		+11,3	
2′	485,0						
30″		492,8	503,9	2,73		+11,1	
3′	501,8				20,30		
			Mittel:	2,72$_8$	20,20	+11,1$_5$	
0′	491,8$_5$				20,70		Stromrichtung II
30″		495,3	506,8	2,78		+11,5	
1′	499,6						
30″		504,3	515,8	2,77		+11,5	
2′	510,8						
30″		518,9	530,0	2,77		+11,1	
3′	527,9				20,90		
			Mittel:	2,77$_8$	20,80	+11,3$_7$	
			Hauptmittel:	2,74$_8$	20,50	+11,2$_6$	

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0′	498,9				21,28		Stromrichtung II
10″	500,4						
20″	501,9						
30″	503,2$_5$						
40″	504,6$_5$						
50″							
1′		507,2$_5$	526,5$_5$	7,83		+ 19,3	
10″							
20″	510,3$_5$						
30″	512,8$_5$						
40″	516,3						
50″	521,0						
2′	526,7				21,45		

Zeit	n_0	n_0'	n	J	t	α	
0′	486,3₅				22,40		
10″	487,4						
20″	488,4						
30″	489,5₅						
40″	490,5						
50″							
1′		492,7	511,6	7,79		+ 18,9	Stromrichtung I
10″							
20″	495,7₅						
30″	497,7₅						
40″	500,9						
50″	505,0						
2′	509,9				22,52		
			Hauptmittel:	7,81	21,92	+ 19,1	

Nach diesem Schema wurden die Widerstandsänderungen als Funktion der Feldstärke bei allen Metallen bestimmt, außer bei Eisen, Nickel und Kobalt, bei denen nach der auf S. 369 angegebenen Methode verfahren wurde. Die Hauptmittel sowie die Schlußresultate für die einzelnen Feldstärken sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Dabei gelten außer den schon auf S. 370 angegebenen Bezeichnungen noch folgende:

W_t = Widerstand im Felde 0, auf die Beobachtungstemperatur t umgerechnet.

ΔW = Widerstandsänderung infolge der Magnetisierung,

$$= 0{,}001 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}, \text{ bzw.} = 0{,}01 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}, \text{ bzw.} = 0{,}1 \cdot \frac{\alpha}{\varepsilon}$$

$\frac{\Delta W}{W_t}$ = Widerstandsänderung in Teilen des Ganzen ausgedrückt.

J = Erregerstromstärke des Magneten.

H = Feldstärke des Magneten.

Material	Juli 1906	Empfindlichkeit *s* in Skalenteilen	Erregerstromstärke *J* in Ampere	*H* in Gauss	*t* in °C	Galvanometerausschlag *s* in Skalenteilen	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Silber Nr. 1		für +0,001 Ω							
W = 3,67 Ω bei 20,47° C	2.	+ $27,5_8$	0,51	3450	23,49	+ $0,6_0$	+ $0,0_3\,021_8$	$3,71_4$	+ $0,0_4\,05_9$
von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen,	"	+ $34,3_5$	1,41	8480	19,98	+ $3,0_7$	+ $0,0_3\,089_4$	$3,66_3$	+ $0,0_4\,24_4$
Draht von 0,05 mm Durchmesser; in	"	"	2,82	11530	20,96	+ $6,6_0$	+ $0,0_3\,192_1$	$3,67_7$	+ $0,0_4\,52_3$
Siegellack eingebettet nach Fig. 2	"	"	8,03	16200	22,36	+ $12,3_5$	+ $0,0_3\,359_4$	$3,69_8$	+ $0,0_4\,97_3$
Platin Nr. 2									
W = 13,18 Ω bei 20,47° C									
von Heräus in Hanau bezogen, Draht		für +0,001 Ω							
von 0,05 mm Durchmesser; in Siegel-	2.	+ $18,2_5$	2,81	11500	23,09	+ $1,3_7$	+ $0,0_3\,07_5$	$13,31_1$	+ $0,0_4\,05_6$
lack eingebettet nach Fig. 2	4.	+ $18,3_6$	8,04	16210	21,70	+ $2,5_8$	+ $0,0_3\,13_8$	$13,24_9$	+ $0,0_4\,10_4$
Tantal Nr. 1									
W = 22,95 Ω bei 20,47° C									
von Siemens u. Halske in Berlin freundl.		für +0,001 Ω							
zur Verfüg. gestellt, Draht von 0,05 mm	4.	+ 7,9	2,79	11470	23,24	+ $1,1_0$	+ $0,0_3\,13_9$	$23,14_0$	+ $0,0_5\,60_3$
Durchm.; in Siegell. eingeb. nach Fig. 2	"	"	8,00	16180	24,29	+ $1,4_5$	+ $0,0_3\,18_4$	$23,21_3$	+ $0,0_5\,79_1$
Cadmium Nr. 1		für +0,001 Ω							
W = 2,93 Ω bei 20,47° C	6.	+ $25,9_3$	0,52	3500	20,26	+ $2,7_9$	+ $0,0_2\,010_7$	$2,92_7$	+ $0,0_3\,036_7$
von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen,	7.	+ $25,7_9$	1,41	8480	21,20	+ $15,0_5$	+ $0,0_2\,058_3$	$2,93_9$	+ $0,0_3\,198_5$
Draht von 0,2 mm Durchmesser;	"	"	2,79	11470	21,97	+ $28,4_7$	+ $0,0_2\,110_4$	$2,94_8$	+ $0,0_3\,374_5$
bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1	6.	+ $25,8_8$	8,06	16220	22,21	+ $52,1_7$	+ $0,0_2\,201_6$	$2,95_1$	+ $0,0_3\,683_0$
Zinn Nr. 1		für +0,001 Ω							
W = 4,68 Ω bei 20,47° C	13.	+ $38,0_4$	0,50	8430	20,74	$0,0_1$	— $0,0_3\,000_4$	$4,68_8$	— $0,0_4\,000_6$
von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen,	"	"	1,40	8440	20,98	+ $1,4_4$	+ $0,0_3\,087_{[illegible]}$	$4,69_1$	+ $0,0_4\,08_1$
Draht von 0,2 mm Durchmesser;	"	"	2,78	[illegible]	[illegible]	+ [illegible]	+ [illegible]	[illegible]	+ [illegible]

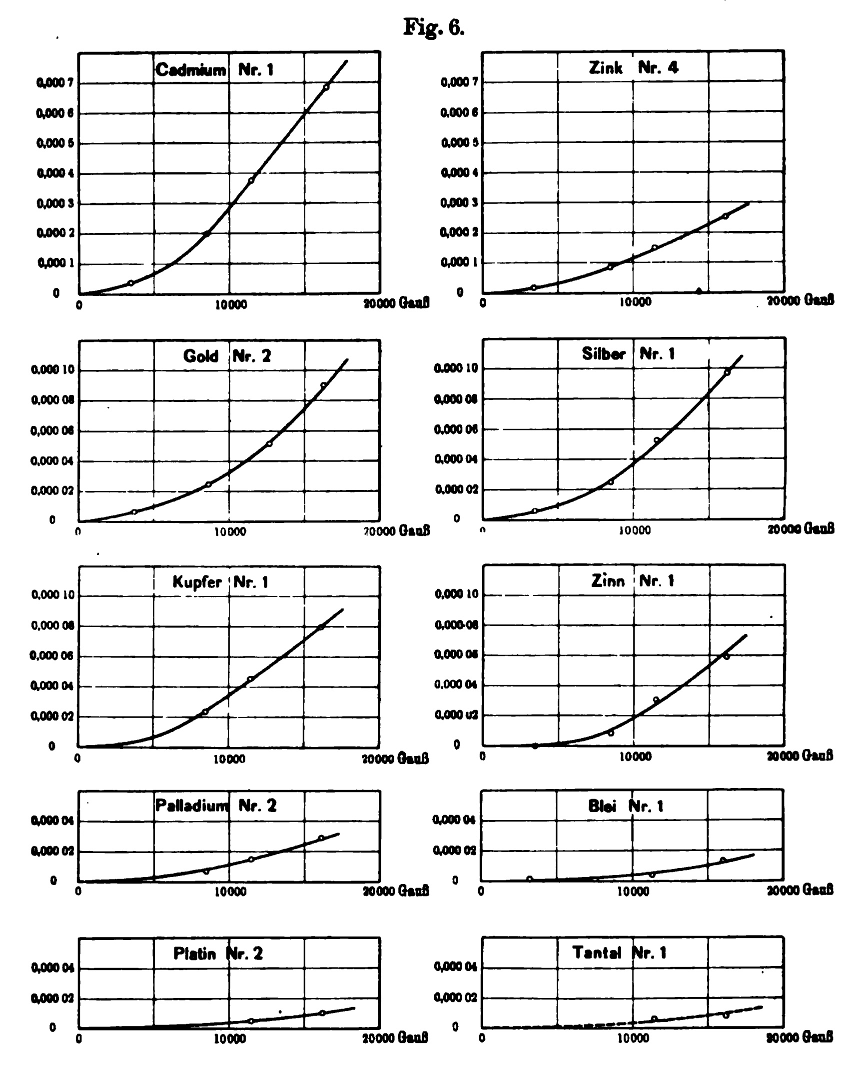
		für + 0,001 Ω							
$W = 1{,}228\ \Omega$ bei 20,47° C	14.	$+62{,}8_3$	0,56	3720	20,25	$+\ 0{,}4_8$	$+0{,}0_3\,007_6$	$1{,}227_0$	$+0{,}0_4\,06_2$
von Heräus in Hanau bezogen, Draht	„	„	1,47	8650	20,42	$+\ 1{,}9_0$	$+0{,}0_3\,030_2$	$1{,}227_8$	$+0{,}0_4\,24_6$
von 0,1 mm Durchmesser; in Siegellack	„	„	2,88	11630	21,09	$+\ 3{,}9_9$	$+0{,}0_3\,063_5$	$1{,}230_8$	$+0{,}0_4\,51_6$
eingebettet nach Fig. 2	„	„	8,06	16220	23,03	$+\ 7{,}0_0$	$+0{,}0_3\,111_4$	$1{,}239_6$	$+0{,}0_4\,89_9$
Palladium Nr. 2									
$W = 10{,}60\ \Omega$ bei 20,47° C		für + 0,001 Ω							
von Heräus in Hanau bezogen, Draht	14.	$+23{,}7_5$	1,39	8430	24,45	$+\ 1{,}7_2$	$+0{,}0_3\,07_2$	$10{,}75_2$	$+0{,}0_4\,06_7$
von 0,05 mm Durchmesser; in Siegel-	„	„	2,78	11460	23,97	$+\ 3{,}7_5$	$+0{,}0_3\,15_8$	$10{,}73_4$	$+0{,}0_4\,14_7$
lack eingebettet nach Fig. 2	„	„	7,88	16110	25,24	$+\ 7{,}5_8$	$+0{,}0_3\,31_7$	$10{,}78_2$	$+0{,}0_4\,29_4$
Zink Nr. 4		für + 0,001 Ω							
$W = 2{,}89\ \Omega$ bei 21,28° C	16.	$+26{,}2_4$	0,50	8400	19,30	$+\ 1{,}2_8$	$+0{,}0_3\,04_9$	$2{,}86_9$	$+0{,}0_3\,017_0$
von Heräus in Hanau bezogen, Draht	„	„	1,48	8440	19,82	$+\ 6{,}3_0$	$+0{,}0_3\,24_0$	$2{,}87_4$	$+0{,}0_3\,083_5$
von 0,1 mm Durchmesser; in Siegellack	„	„	2,75	11400	20,50	$+11{,}2_6$	$+0{,}0_3\,42_9$	$2{,}88_2$	$+0{,}0_3\,148_9$
eingebettet nach Fig. 2	„	„	7,81	16080	21,92	+19,1	$+0{,}0_3\,72_5$	$2{,}89_7$	$+0{,}0_3\,251_2$
Kupfer Nr. 1									
$W = 1{,}212_5\ \Omega$ bei 22,40° C		für + 0,001 Ω							
von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen,	23.	$+45{,}7_5$	1,40	8440	23,51	$+\ 1{,}3_0$	$+0{,}0_4\,28_4$	$1{,}218_2$	$+0{,}0_4\,23_8$
Draht von 0,1 mm Durchmesser;	„	„	2,75	11420	23,75	$+\ 2{,}6_0$	$+0{,}0_4\,56_8$	$1{,}219_4$	$+0{,}0_4\,46_6$
in Siegellack eingebettet nach Fig. 2	„	„	7,86	16100	24,78	$+\ 4{,}4_5$	$+0{,}0_4\,97_8$	$1{,}224_6$	$+0{,}0_4\,79_4$
Blei Nr. 1									
$W = 2{,}04\ \Omega$ bei 20,10° C		für + 0,001 Ω							
von C. A. F. Kahlbaum in Berlin bezogen,	25.	$+33{,}7_6$	0,48	3220	20,92	$+\ 0{,}1_6$	$+0{,}0_4\,03_0$	$2{,}04_7$	$+0{,}0_4\,01_4$
Draht von 0,3 mm Durchmesser;	„	„	2,72	11360	21,27	$+\ 0{,}2_7$	$+0{,}0_4\,08_0$	$2{,}05_0$	$+0{,}0_4\,03_9$
bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1	„	„	7,69	16000	21,85	$+\ 0{,}9_8$	$+0{,}0_4\,27_6$	$2{,}05_5$	$+0{,}0_4\,13_4$

Material	Juli 1906	Empfindlichkeit ε in Skalenteilen	Erregerstromstärke J in Ampere	H in Gauss	t in °C	Galvanometerausschlag α in Skalenteilen	ΔW in Ohm	W_t in Ohm	$\frac{\Delta W}{W_t}$
Kobalt Nr. 2									
$W = 0{,}290\ \Omega$ bei 20,40° C									
von der Physik.-Techn. Reichsanstalt		für + 0,001 Ω							
freundlichst zur Verfügung gestellt,	26.	+ $76{,}2_4$	0,57	3 800	20,55	− $13{,}0_4$	− $0{,}0_2\,017_1$	$0{,}290_3$	− $0{,}0_3\,058_9$
Band von 0,2 mm Dicke und 0,5 mm	"	"	1,33	8 200	20,75	− $94{,}3_5$	− $0{,}0_2\,123_7$	$0{,}290_3$	− $0{,}0_3\,423_3$
Breite; bifilare Spirale in Wachs nach	"	"	2,76	11 420	21,19	− 126,0	− $0{,}0_2\,165_8$	$0{,}290_7$	− $0{,}0_2\,568_4$
Fig. 1	"	"	7,97	16 160	22,95	− 133,6	− $0{,}0_2\,175_8$	$0{,}292_5$	− $0{,}0_3\,599_1$
		für + 0,1 Ω							
Nickel Nr. 3	27.	+ $385{,}0_2$	0,054	350	19,92	+ $1{,}6_5$	+ $0{,}000\,42_9$	$4{,}067_0$	+ $0{,}000\,10_5$
$W = 4{,}065\ \Omega$ bei 19,83° C	"	+ $384{,}6_0$	0,110	720	20,16	+ $1{,}8_5$	+ $0{,}000\,48_1$	$4{,}072_4$	+ $0{,}000\,11_8$
von Heräus in Hanau bezogen,	"	+ $384{,}1_8$	0,220	1 490	20,22	− $13{,}3_5$	− $0{,}003\,47_5$	$4{,}073_7$	− $0{,}000\,85_3$
Draht von 0,1 mm Durchmesser; in	"	+ $383{,}7_7$	0,448	3 000	20,27	− 135,1	− $0{,}035\,2_1$	$4{,}074_9$	− $0{,}008\,64_0$
Siegellack eingebettet nach Fig. 2	"	+ $383{,}3_6$	1,43	8 540	20,38	− 207,3	− $0{,}054\,0_8$	$4{,}077_8$	− $0{,}013\,2_6$
	"	+ $382{,}9_3$	2,85	11 580	20,48	− 217,7	− $0{,}056\,8_6$	$4{,}079_5$	− $0{,}013\,9_4$
	"	+ $382{,}5_1$	8,08	16 200	21,15	− 231,4	− $0{,}060\,5_1$	$4{,}094_5$	− $0{,}014\,7_8$
Eisen Nr. 2		für + 0,01 Ω							
$W = 2{,}877\ \Omega$ bei 23,60° C	23.	+ 255,8	0,030	220	19,89	− 2,8	− $0{,}0_2\,010_9$	$2{,}825_8$	− $0{,}0_3\,038_7$
von Dieskau & Co. in Charlottenburg	"	"	0,066	470	19,51	− $2{,}7_5$	− $0{,}0_2\,010_8$	$2{,}820_6$	− $0{,}0_3\,038_1$
bezogen, sogenannter Klavierdraht,	19.	+ 248,5	0,200	1 330	27,20	− 3,5	− $0{,}0_2\,014_1$	$2{,}926_7$	− $0{,}0_3\,048_1$
Durchmesser 0,2 mm; bifilare Spirale	"	"	0,50	3 400	27,62	− 6,2	− $0{,}0_2\,024_9$	$2{,}932_5$	− $0{,}0_3\,085_1$
in Wachs nach Fig. 1	23.	+ 255,8	1,40	8 440	20,20	− 11,8	− $0{,}0_2\,046_1$	$2{,}830_1$	− $0{,}0_3\,163_{[illegible]}$
	"	"	2,80	11 480	20,30	− 28,2	− $0{,}0_{[illegible]}\,110_{[illegible]}$	$2{,}831_{[illegible]}$	− $0{,}0_{[illegible]}\,389_{[illegible]}$

Eisen Nr. 3 $W = 4{,}875\ \Omega$ bei 22,04° C von Hartmann u. Braun in Bockenheim bezogen, Draht von 0,1 mm Durchmesser; in Siegellack eingebettet nach Fig. 2		für + 0,01 Ω							
	25.	+ 355,6₈ → $+355{,}6_8$	0,20	1 330	23,30	+ 44,0	$+0{,}0_2\,123_7$	$4{,}904_5$	$+0{,}0_3\,252_2$
	„	„	0,57	3 800	23,20	+ 86,3	$+0{,}0_2\,242_6$	$4{,}902_1$	$+0{,}0_3\,495_0$
	„	„	1,00	6 400	23,10	+ 61,8	$+0{,}0_2\,173_8$	$4{,}899_8$	$+0{,}0_3\,354_6$
	„	„	1,30	8 100	23,11	+ 18,9	$+0{,}0_2\,053_1$	$4{,}900_0$	$+0{,}0_3\,108_4$
	„	„	2,68	11 290	23,16	− 97,3	$-0{,}0_2\,273_6$	$4{,}901_2$	$-0{,}0_3\,558_2$
	„	„	7,70	16 000	23,50	− 150.1	$-0{,}0_2\,422_0$	$4{,}909_2$	$-0{,}0_3\,859_6$
Eisen Nr. 4 $W = 16{,}15\ \Omega$ bei 22,4° C von Hartmann u. Braun in Bockenheim bezogen, Draht von 0,05 mm Durchmesser; in Siegellack eingebettet nach Fig. 2		für + 0,01 Ω							
	19.	+ 77,7	0,53	3 580	21,32	+ $54{,}4_5$	+ 0,007 00_8	$16{,}06_6$	$+0{,}0_3\,436_2$
	„	+ 77,3	1,01	6 520	21,67	+ 35,2	+ 0,004 55_4	$16{,}09_3$	$+0{,}0_3\,283_0$
	„	+ 76,8	1,33	8 300	22,12	− 3,5	− 0,000 45_6	$16{,}12_8$	$-0{,}0_3\,028_3$
	„	+ 76,3	2,72	11 360	22,68	− 80,7	− 0,010 57_7	$16{,}17_2$	$-0{,}0_3\,654_0$
	„	+ 75,3	7,58	15 960	24,61	− 116,4	− 0,015 45_8	$16{,}32_1$	$-0{,}0_3\,947_1$
Eisen Nr. 5 $W = 13{,}80\ \Omega$ bei 20,60° C derselbe Draht, wie Eisen Nr. 4, jedoch als bifilare Spirale in Wachs nach Fig. 1		für + 0,01 Ω							
	26.	$+91{,}3_5$	0,32	2 150	26,15	+ 30,9	+ 0,003 38	$14{,}16_8$	$+0{,}0_2 0\,239$
	„	$+91{,}6_2$	0,68	4 500	25,94	+ 44,2	+ 0,004 82	$14{,}15_4$	$+0{,}0_2 0\,341$
	„	$+91{,}8_9$	1,05	6 820	25,66	+ 20,8	+ 0,002 26	$14{,}13_5$	$+0{,}0_2 0\,160$
	„	$+92{,}1_5$	1,40	8 440	25,55	− 27,5	− 0,002 98	$14{,}12_8$	$-0{,}0_2 0\,211$
	„	$+92{,}4_2$	2,62	11 190	25,50	− 107,2	− 0,011 60	$14{,}12_4$	$-0{,}0_2 0\,821$
	„	$+92{,}6_8$	8,04	16 210	25,88	− 150,3	− 0,016 22	$14{,}15_0$	$-0{,}0_2 1\,146$
Dasselbe		für + 0,001 Ω							
	24.	+ 9,45	7,53	15 930	21,70	− 147,3	− 0,015 59	$13{,}87_8$	$-0{,}0_2 1\,124$

Um einen besseren Überblick über die erhaltenen Resultate zu gewinnen, sind für sämtliche untersuchten Metalle die Wider-

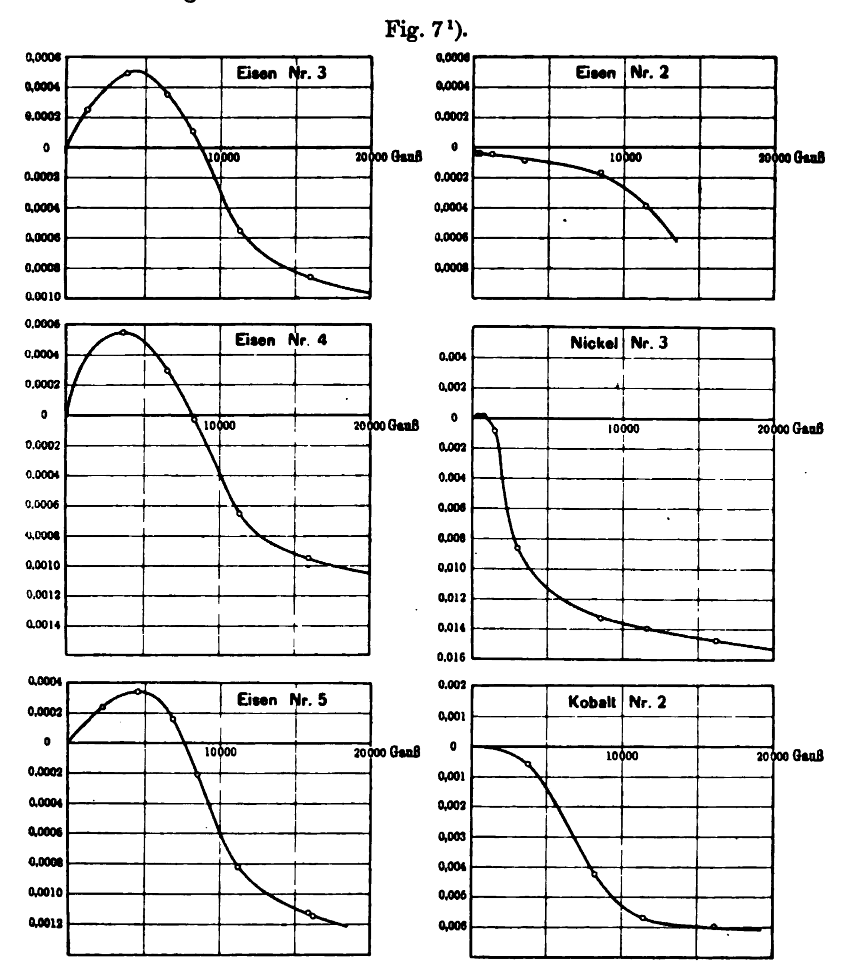
Fig. 6.



standsänderungen $\frac{\varDelta W}{W_t}$ als Funktion der Feldstärke H graphisch dargestellt (s. Fig. 6 u. 7). Dabei ist jedoch zu beachten, daß die

Kurven zum Teil in verschiedenen Ordinatenmaßstäben aufgetragen sind und sich deshalb nicht ohne weiteres direkt miteinander vergleichen lassen.

Fig. 7[1]).



Betrachtet man diese Kurven in bezug auf den allgemeinen Charakter der Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Feldstärke, ohne zunächst auf die numerischen Werte Rücksicht

---

[1]) In Kurve Eisen Nr. 4 ist das Maximum $(+\,0{,}0_3\,436)$ zu hoch gezeichnet!

zu nehmen, so fällt sofort auf, daß die ferromagnetischen Metalle (Fig. 7) sich gänzlich verschieden von den para- und diamagnetischen (Fig. 6) verhalten. Die untersuchten para- und diamagnetischen Metalle zeigen durchweg eine Widerstandsvermehrung im magnetischen Felde. Dies Resultat widerspricht insofern der in der Literatur vorhandenen Anschauung, als man bisher glaubte, bei paramagnetischen Metallen ein den diamagnetischen entgegengesetztes Verhalten annehmen zu müssen, d. h. eine Widerstandsverminderung infolge von Magnetisierung vorauszusetzen. Diese irrtümliche Auffassung beruht auf der nicht zutreffenden Annahme, daß paramagnetische Metalle sich bei der Magnetisierung ebenso verhalten wie ferromagnetische, also daß man die bei ferromagnetischen tatsächlich beobachteten Widerstandsverminderungen auch glaubte voraussetzen zu dürfen bei paramagnetischen Metallen, bei denen Widerstandsänderungen infolge von Magnetisierung überhaupt bisher noch nicht mit Sicherheit nachgewiesen worden sind. Daß bezüglich der Widerstandsänderungen im Magnetfelde ein solcher Unterschied zwischen paramagnetischen und diamagnetischen Metallen ohne weiteres nicht vorausgesetzt zu werden braucht, erhellt auch schon aus der bekannten und durch die vorliegenden Messungen in größerem Umfange bestätigten Tatsache, daß die Größe der Widerstandsänderungen in keinem bemerkbaren Zusammenhang mit der Suszeptibilität steht.

Allerdings wäre es auch nicht ausgeschlossen, daß die paramagnetischen Metalle im Magnetfelde in Wirklichkeit eine Verminderung ihres spezifischen Widerstandes infolge molekularer Umlagerung erfahren, daß diese Widerstandsverminderung jedoch dadurch verdeckt wird, daß bei Erregung des zur Stromrichtung senkrechten Magnetfeldes die vorher über den Querschnitt des Drahtes gleichmäßig verteilten Stromfäden eine Verschiebung erfahren, wodurch eine scheinbare Vermehrung des Widerstandes eintreten müßte. Ob diese jedoch hinreichen könnte, eine etwa vorhandene Widerstandsverminderung zu verdecken, wäre erst durch Rechnung festzustellen.

Weiter zeigt die Betrachtung der Kurven für die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle, daß, abgesehen von Tantal, bei dem die numerischen Werte wegen ihrer Kleinheit

nicht ganz sicher sind, die Widerstandsänderungen mit der Feldstärke zunächst beschleunigt zunehmen und dann von einer gewissen Feldstärke ab bei manchen Metallen fast linear verlaufen, ein Verhalten, das dem des Wismuts ganz analog ist.

Bemerkenswert ist ferner noch das Verhalten des Palladiums; bei diesem ging nämlich der Widerstand nach dem Aufhören der magnetisierenden Kraft nicht momentan wieder auf den Anfangswert zurück, wie bei den anderen Metallen, sondern erst nach etwa $^1/_2$ Minute. Diese Erscheinung wurde jedoch vorläufig nicht weiter verfolgt.

Ordnet man die diamagnetischen und paramagnetischen Metalle entsprechend der Größe ihrer Widerstandsänderungen in starken Feldern, so ergibt sich folgende Reihe:

(Wismut), Cadmium, Zink, Silber, Gold, Kupfer, Zinn, Palladium, Blei, Platin, Tantal.

Ein von dem geschilderten wesentlich verschiedenes Verhalten zeigen dagegen die drei untersuchten ferromagnetischen Metalle Eisen, Nickel und Kobalt. Wie auch schon früher bekannt war, zeigen alle drei in starken Feldern eine Widerstandsabnahme. Bei Kobalt nimmt der Widerstand mit wachsender Feldstärke zunächst beschleunigt ab, um dann von einem gewissen Punkt ab wieder immer langsamer abzunehmen. Der Verlauf dieser Kurve erinnert an den der Magnetisierungskurve, was auch von vornherein erklärlich ist, da für die Größe der Widerstandsänderung die im Innern des Drahtes herrschende induzierte Feldstärke sicherlich von Einfluß ist.

Sehr eigentümlich ist das Verhalten der Eisendrähte Nr. 3, 4 und 5; alle drei ergaben nämlich stets bei steigender Feldstärke zuerst eine Widerstandszunahme, deren Maximum bei etwa 4000 Gauss liegt und etwa 0,0004 bis 0,0005 beträgt. Bei etwa 8000 Gauss war dann wieder der Anfangswert des Widerstandes erreicht, und erst darüber hinaus trat eine Widerstandsabnahme ein. Diese Drähte waren von Hartmann und Braun in Bockenheim bezogen, und zwar besitzt Nr. 3 eine Stärke von 0,1 mm, Nr. 4 und 5 dagegen eine solche von nur 0,05 mm. Als bei dem Eisendraht Nr. 3, der zwischen Siegellack eingebettet

lag, zuerst diese eigentümliche Umkehr der magnetischen Wirkung, von der in der Literatur nirgends etwas erwähnt ist, beobachtet wurde, lag zunächst die Annahme nahe, der Eisendraht könnte trotz seiner festen Einbettung sich noch bewegen oder würde von dem Magneten so stark angezogen, daß eine Deformation der Kupferstreifen, an denen er angelötet war, hervorgebracht würde. Jedoch war beim Einschalten des Magneten eine Bewegung der den Draht einschließenden Hartgummiplatten nicht zu bemerken, und selbst wenn man die letzteren absichtlich so stark, als es der Polabstand zuließ, mit der Hand bewegte, so wurden hierdurch Ausschläge des Galvanometers von nur etwa 3 bis 5 Skalenteilen hervorgerufen. Der gleichfalls zwischen Siegellack eingeschlossene 0,05 mm dicke Eisendraht Nr. 4 zeigt fast genau das gleiche Verhalten, trotzdem seine Eisenmasse nur etwa $^1/_4$ von der des Drahtes Nr. 3 beträgt. Es bliebe also zur Erklärung der beobachteten anfänglichen Widerstandsvergrößerung nur noch die Annahme übrig, daß entsprechend der Dicke der Glimmerblättchen, um die die Drähte gewickelt waren, ein Stück der letzteren, begünstigt durch die hohe Permeabilität des Eisens, vielleicht longitudinal magnetisiert würde und demgemäß eine Widerstandsvergrößerung erführe. Deshalb wurde das Präparat Nr. 5 aus dem gleichen 0,05 mm dicken Draht, aber als vollkommen flache bifilare Spirale (auf Wachs) gewickelt. Jedoch auch hier ergab sich, wie aus den Kurven ersichtlich, ein ganz analoges Verhalten.

Allgemein allen Eisensorten scheint dieses eigentümliche Verhalten jedoch nicht zuzukommen. Es wurde nämlich schließlich noch der Eisendraht Nr. 2 untersucht, der aus sog. Klavierdraht von 0,2 mm Dicke als bifilare Spirale zwischen Wachs hergestellt war; er sollte zu den Hauptversuchen eigentlich nicht benutzt werden, weil diese Art der Montierung bei der verhältnismäßig großen Eisenmasse nicht als sicher genug erschien; jedoch können die bei geringeren Feldstärken erhaltenen Resultate wohl als genügend beweiskräftig gelten. Dieser Draht zeigte von vornherein, schon bei den geringsten Feldstärken, eine Widerstandsabnahme. Es scheint sich also auch hier zu bestätigen, daß die magnetischen Eigenschaften des Eisens durch geringe Verunreinigungen und Zusätze stark verändert werden. Um voll-

kommene Klarheit in dieser Frage zu erzielen, wäre die Untersuchung einer möglichst großen Zahl von Eisensorten erforderlich, was einer besonderen Arbeit vorbehalten bleiben soll.

Nach diesen Beobachtungen erklärt es sich auch zwanglos, weshalb manche Forscher beim Eisen eine Widerstandsvermehrung, andere dagegen eine Widerstandsverminderung infolge transversaler Magnetisierung beobachteten.

Ein ähnliches Verhalten wie Eisen zeigte auch der Nickeldraht, indem auch hier bei zunehmender Feldstärke zunächst eine Widerstandsvergrößerung (im Maximum 0,0005 bei etwa 600 Gauss) und erst von einer Feldstärke von etwa 1000 Gauss ab eine Widerstandsverminderung eintrat.

Durch unsere Beobachtungen an Eisen und Nickel werden teilweise die Angaben von Herrn GARBASSO[1]) insofern bestätigt, als er ebenfalls für Eisen und Nickel eine Zunahme des Widerstandes bei transversaler Magnetisierung findet; nach ihm soll indessen das Maximum bei 3300 bzw. 2200 Gauss liegen und den Wert 0,0026 bzw. 0,0125 erreichen. Von einer späteren Abnahme des Widerstandes bei wachsender Feldstärke unter den Anfangswert ist jedoch in der Arbeit des Herrn GARBASSO nichts erwähnt.

Eine genaue numerische Bestimmung der remanenten Widerstandsänderungen bei Eisen, Nickel und Kobalt konnte auf die angegebene Art nicht ausgeführt werden, weil die Drähte ja stets zwischen den Polen verbleiben mußten, und in diesem Falle die Wirkung des remanenten Feldes des Magneten nicht ausgeschaltet werden konnte. Jedoch sei erwähnt, daß bei Eisen Nr. 3, 4 und 5 nach dem Ausschalten des Magneten der Widerstand stets einen höheren Wert als zu Anfang besaß, auch wenn die Feldstärke mehr als 8000 Gauss betragen hatte, d. h. also, auch nachdem eine Widerstandsverminderung stattgefunden hatte. Nach den angegebenen Resultaten ist dies Verhalten auch ohne weiteres erklärlich, weil diese Eisendrähte in schwachen Magnetfeldern, also auch im remanenten Felde des Elektromagneten, eine Widerstandsvergrößerung zeigen.

---

[1]) A. GARBASSO, Atti di Torino 27, 839, 1891. Naturwiss. Rundsch. 6. 37, 1891.

Von den ferromagnetischen Metallen zeigt in starken Feldern Nickel die größte Widerstandsverminderung, dann folgt Kobalt und dann Eisen.

In dem vorliegenden Beobachtungsmaterial, das wir durch weitere Versuche noch auszudehnen beabsichtigen, ist nunmehr für eine größere Anzahl von Metallen das Verhalten ihrer Leitfähigkeit im magnetischen Felde festgestellt, und somit eine breitere experimentelle Grundlage für die Theorie der Elektronenbewegung in Metallen gewonnen.

Zum Schlusse möchten wir auch an dieser Stelle den Herren Kandidaten ALFRED BRASCH und GEORG FUCHS, die uns sowohl bei der Bestimmung der Feldstärken und der absoluten Widerstände der Metalldrähte, als auch bei den Berechnungen wertvolle Hilfe geleistet haben, unseren verbindlichen Dank aussprechen.

Experimentelle Bestimmung der Oberflächenspannung von verflüssigtem Sauerstoff und verflüssigtem Stickstoff[1]*;*
von Leo Grunmach.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 17. September 1906.)

(Vgl. oben S. 325.)

In drei früheren Abhandlungen, welche der Berliner Akademie vorgelegt worden sind[2], und über welche ich auf früheren Naturforscherversammlungen (zu Aachen, zu Hamburg und zu Breslau) zu berichten die Ehre hatte, habe ich gezeigt, daß man die Kapillarwellenmethode zur genauen Bestimmung der Oberflächenspannungen verflüssigter Gase, und wenn deren kritische Temperaturen bekannt sind, auch zur Ermittelung ihrer Molekulargewichte anwenden kann. In der vorliegenden Arbeit, welche eine Fortsetzung dieser Untersuchungen bildet, will ich mir erlauben, über die Ergebnisse meiner Messungen an flüssigem Sauerstoff und an flüssigem Stickstoff in Kürze zu berichten.

Der flüssige Sauerstoff wurde in größeren DEWARschen Flaschen (mit 98 Proz. Reingehalt) bezogen von der Aktiengesellschaft für Markt- und Kühlhallen in Berlin; der flüssige Stickstoff durch freundliche Vermittelung des Herrn Prof. Dr. VON LINDE von der Gesellschaft für LINDES Eismaschinen aus München. Der letztere war dadurch hergestellt worden, daß Stickstoff, der durch Rektifikation flüssiger Luft gewonnen und in Stahlflaschen komprimiert worden war, mit Hilfe flüssiger Luft verflüssigt wurde. Der komprimierte Stickstoff in den Stahlflaschen hatte nach den Angaben des Herrn Dr. F. LINDE einen Sauerstoffgehalt von etwa 1,6 Proz.; der verflüssigte Stickstoff aber kann bis auf einen kleinen

---

[1]) Aus den Sitzungsberichten der Berliner Akad. d. Wiss. vom 26. Juli 1906, S. 679.

[2]) L. GRUNMACH, Berl. Ber. 1900, S. 829; 1901, S. 914 und 1904, S. 1198.

Gehalt an Argon als rein angesehen werden, nur ist es nicht ausgeschlossen, daß beim Einfüllen des verflüssigten Stickstoffs in die DEWARsche Glasflasche etwas Sauerstoff aus der Atmosphäre in die Flüssigkeit übergegangen ist. Übrigens wird die Reinheit sowohl des flüssigen Sauerstoffs wie des flüssigen Stickstoffs durch die an ihnen ausgeführten, weiter unten mitgeteilten Siedepunktsbestimmungen vollauf bestätigt. Für die Versuche wurden die verflüssigten Gase aus den größeren DEWARschen Flaschen durch Filter in die zur Beobachtung dienenden halbkugelförmigen DEWARschen Gefäße hineinfiltriert, welche möglichst erschütterungsfrei auf einem die Grundplatte des Stimmgabelstativs frei durchsetzenden, also unabhängig von ihm fest aufgestellten Dreifuße ruhten. Die Gefäße sind ebenso wie die Stimmgabelspitzen auf das sorgfältigste zu reinigen. Ist an einer Stelle die geringste Spur einer Verunreinigung vorhanden, so steigen von dort ununterbrochen Gasbläschen auf, die die Ausbildung der Kapillarwellen stören und eine genaue Messung derselben vereiteln. Sind aber Gefäße und Spitzen vollkommen rein, und werden letztere nur wenig eingetaucht, so treten bei vorsichtigem Erregen der Stimmgabel die Kapillarwellen mit einer Schärfe und Unveränderlichkeit auf, wie man sie schöner nicht auf reinstem Quecksilber erhalten kann. Nur bei der ersten Messungsreihe mit Sauerstoff — deren Ergebnis deshalb hernach auch nur das Gewicht $\frac{1}{2}$ beigelegt wird — fand häufiger von einer Stelle der Gefäßwand aus eine die Schärfe der Kapillarwellen störende Gasentwickelung statt, als deren Ursache sich später ein an jener Stelle befindliches Bläschen in der Glaswandung herausstellte.

Die Versuchsanordnung und die Beobachtungsmethode waren die gleichen wie bei meinen früheren Versuchen[1]); nur kam diesmal nicht die früher benutzte Stimmgabel (von 253 Schwingungen) zur Verwendung, sondern, um längere Kapillarwellen zu erhalten, eine mit Platinspitzen versehene, mit P. T. R. II, 189 bezeichnete Stimmgabel von geringerer Schwingungszahl, die nach den Bestimmungen der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt durch die Gleichung gegeben ist:

$$n_t = 156{,}94 - 0{,}016\,(t - 19^0\ \mathrm{C}).$$

---

[1]) L. GRUNMACH a. a. O.

Zur Berechnung der Oberflächenspannung diente wieder die allgemeine Gleichung

$$\alpha = \frac{\sigma n^2 \lambda^3}{2\pi} - g\frac{\lambda^2\sigma}{4\pi^2} \text{ dyn./cm},$$

in welcher σ die Dichte, n die Schwingungszahl, λ die Wellenlänge und g die Erdbeschleunigung bedeuten.

Bevor ich zur Mitteilung der Messungen selbst übergehe, möchte ich hier noch auf eine merkwürdige Bewegungserscheinung der Flüssigkeitsoberfläche hinweisen, die ich früher schon bei meinen Versuchen mit flüssiger Luft beobachtet und erwähnt[1], und die ich jetzt wieder mit großer Deutlichkeit beobachtet habe. Sobald nämlich die Stimmgabelspitzen die Oberfläche der verflüssigten Gase berühren, ohne von ihnen infolge des LEIDENFROSTschen Phänomens benetzt zu werden, bildet sich zwischen den Spitzen, auch ohne Erregung der Stimmgabel, ein zwar schwaches, aber bei erschütterungsfreier Aufstellung und vollkommen ruhiger Oberfläche deutlich erkennbares System hyperbolischer Interferenzwellen von sehr geringer Wellenlänge aus, und gleichzeitig hört man deutlich einen schwachen Ton von bestimmter Höhe erklingen, dessen Entstehen vielleicht auf folgende Weise seine Erklärung finden dürfte: Die an den Stimmgabelspitzen ununterbrochen entstehenden und wieder verschwindenden Gasbläschen versetzen die Flüssigkeit in der Umgebung der Spitzen in periodische Schwingungen und erzeugen den erwähnten Ton, ähnlich der Erscheinung des Singens von Flüssigkeiten unmittelbar vor dem Kochen. Werden die Stimmgabelspitzen vorsichtig ein wenig tiefer eingetaucht, so bleibt die Erscheinung bis zu einer gewissen Tiefe des Eintauchens unverändert, bei noch etwas tieferem Eintauchen aber erfährt das Interferenzwellensystem plötzlich eine sprungweise Veränderung, indem die Wellenlänge kleiner wird, und gleichzeitig schlägt der Ton in einen um ein bestimmtes Intervall höheren Ton über. Bei weiterem vorsichtigen Eintauchen der Spitzen bleibt bis zu einer gewissen Tiefe wieder diese Erscheinung unverändert bestehen und verschwindet erst, wenn die Spitzen so tief in die Flüssigkeit eintauchen, daß die von der Stimmgabel ihnen zu-

---

[1]) L. GRUNMACH, Berl. Ber. 1901, S. 915.

geführte Wärme zur Aufrechterhaltung des LEIDENFROSTschen Phänomens nicht mehr ausreicht, und rings um die Stimmgabelspitzen herum ein stürmisches Sieden beginnt. Daß diese Erscheinung bei den vorliegenden Versuchen besser beobachtet werden konnte als bei meinen vorher erwähnten Versuchen mit flüssiger Luft, dürfte wohl von der verschiedenen Form herrühren, welche die Spitzenpaare der beiden Stimmgabeln besitzen. Bei der früher benutzten Stimmgabel waren die Stahlspitzen etwa dreimal so lang als die Platinspitzen der jetzt benutzten Stimmgabel, so daß diesmal von der auf Zimmertemperatur befindlichen Stimmgabel aus eine größere Wärmemenge den Spitzen zugeführt wurde, und infolgedessen das LEIDENFROSTsche Phänomen sich besser ausbilden und länger erhalten konnte.

Ich gehe nunmehr zur Mitteilung der Messungen selbst über:

I. Verflüssigter Sauerstoff.

Den Siedepunkt des Sauerstoffs habe ich mittels eines von C. RICHTER aus Jenenser Glas 16''' hergestellten, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt geprüften Pentanthermometers P. T. R. II 20 286 besonders bestimmt und ihn gefunden zu — 182,65° C bei dem Barometerstande $\beta_0 = 762{,}22$ mm, in vollkommener Übereinstimmung mit dem Werte, den Herr HOLBORN[1]) für den Siedepunkt findet, nämlich — 182,7° C bei $\beta_0 = 760$ mm, während Herr DEWAR[2]) — 182,5° C als den wahrscheinlichsten Wert für den Siedepunkt des Sauerstoffs angibt. Unter Annahme der von Herrn HOLBORN mitgeteilten Daten über die Tension des Sauerstoffs, nämlich, daß in der Nähe des Siedepunkts einer Druckdifferenz von 18,86 mm eine Temperaturdifferenz von 0,56° C entspricht, habe ich dann für die bei den anderen Versuchsreihen herrschenden Barometerstände die Siedetemperaturen berechnet.

Für die Dichte des verflüssigten Sauerstoffs bei der Siedetemperatur — 182,65° C habe ich den Wert 1,135 angenommen[3]) und für die anderen bei den Versuchen vorkommen-

[1]) L. HOLBORN, Ann. d. Phys. (4) 6, 254, 1901.
[2]) J. DEWAR, Proc. Roy. Soc. 68, 44, 1901.
[3]) J. DEWAR, Chem. News 73, 40, 1896; J. DRUGMAN und W. RAMSAY, Journ. Chem. Soc. 77, 1228, 1900.

den Siedetemperaturen die Dichten berechnet unter Annahme der von den Herren BALY und DONNAN[1]) mitgeteilten Daten über die Änderung der Dichte des flüssigen Sauerstoffs mit der Temperatur, nämlich, daß einer Temperaturdifferenz von 1° C eine Änderung in der Dichte von 0,005 entspricht.

Um nun zur Mitteilung der Ergebnisse der eigentlichen Kapillarwellenmessungen überzugehen, so sind vier unabhängige Beobachtungsreihen mit flüssigem Sauerstoff ausgeführt worden, deren jede wieder aus zehn gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand; jede Einzelbeobachtung umfaßte 12 bis 15 Intervalle. In der folgenden tabellarischen Zusammenstellung sind nur die Mittelwerte der vier Beobachtungsreihen mitgeteilt. Die Bedeutung der einzelnen Kolumnen ist aus den Überschriften ersichtlich; zu Kolumne 5 sei nur bemerkt, daß die darin mitgeteilten Werte der Spitzenentfernung der Stimmgabel in Mikrometerpartes die Mittelwerte der Messungen sind, welche am Anfang und am Schluß jeder einzelnen Beobachtungsreihe ausgeführt worden sind, und daß diese Spitzenentfernung andererseits mittels eines Vertikalkomparators zu 17,7674 mm gefunden worden war.

1	2	3	4	5	6	7	8	9
Nummer der Beobachtungsreihe	Reduzierter Barometerstand in mm	Zugehörige Siedetemperatur des flüssigen Sauerstoffs	Entsprechende Dichte σ des Sauerstoffs	Mittlere Spitzenentfernung in Mikrometerpartes	Mittlere halbe Wellenlänge $\frac{\lambda}{2}$ in Mikrometerpartes	Mittlere Temperatur t der Stimmgabel in °C.	Schwingungszahl n der Stimmgabel bei der Temperatur t	Oberflächenspannung α des flüssigen Sauerstoffs in dyn./cm
1	748,60	— 183,05	1,137	1935,30	79,669	18,6	156,95	13,324
2	762,22	— 182,65	1,135	1921,84	78,579	20,0	156,94	13,051
3	763,80	— 182,60	1,135	1923,40	78,494	19,7	156,94	12,975
4	763,80	— 182,60	1,135	1923,40	78,677	18,5	156,95	13,071

[1]) E. C. C. BALY und F. G. DONNAN, Journ. Chem. Soc. 81, 911, 1902.

Im Mittel ergibt sich also bei der Siedetemperatur — 182,7° C die Oberflächenspannung des flüssigen Sauerstoffs:

$$\alpha = 13{,}074 \text{ dyn./cm} \pm 0{,}066$$

und

die spezifische Kohäsion des flüssigen Sauerstoffs:

$$a^2 = \frac{2\alpha}{\sigma} = 23{,}038.$$

II. Verflüssigter Stickstoff.

Die Siedetemperatur des Stickstoffs wurde gleichfalls besonders mittels des Pentanthermometers bestimmt und bei dem Barometerstande $\beta_0 = 749{,}1$ mm zu — 195,9° C gefunden, in guter Übereinstimmung mit den Werten, die die Herren FISCHER und ALT[1]) für den Siedepunkt mitteilen, nämlich — 196,176° C bei 714,5 mm und — 195,67° C bei 760 mm, während für die Dichte des verflüssigten Stickstoffs nach den Angaben von BALY und DONNAN[2]) sowie von BEHN und KIEBITZ[3]) bei — 195,9° C der Wert 0,791 angenommen wurde.

An Kapillarwellenmessungen wurde mit dem zur Verfügung stehenden flüssigen Stickstoff von 2 Litern eine größere Beobachtungsreihe ausgeführt, die aus 20 sehr gut untereinander übereinstimmenden Einzelbeobachtungen bestand und im Hauptmittel für ein Intervall $= \frac{\lambda}{2}$ den Wert 77,036 ± 0,059 Mikr. part. lieferte, während die Spitzenentfernung (wieder = 17,7674 mm) im Mittel 1925,5 Mikr. part. betrug. Dabei war die mittlere Temperatur der Stimmgabel 18,35° C und ihre Schwingungszahl $n = 156{,}95$, so daß sich aus diesen Daten bei der Siedetemperatur — 195,9° C die Oberflächenspannung des verflüssigten Stickstoffs zu

$$\alpha = 8{,}514 \text{ dyn./cm} \pm 0{,}020$$

und

---

[1]) K. F. FISCHER und H. ALT, Münch. Ber. 1902, S. 113. Ann. d. Phys. (4) 9, 1149, 1902.

[2]) E. C. C. BALY und F. G. DONNAN, Journ. Chem. Soc. 81, 911, 1902.

[3]) U. BEHN und F. KIEBITZ, Ann. d. Phys. (4) 12, 421, 1903.

die spezifische Kohäsion des verflüssigten Stickstoffs zu

$$a^2 = 21{,}527$$

berechnet [1]).

Meine Messungen an reinem Sauerstoff und an reinem Stickstoff schließen sich gut meinen früheren Messungen [2]) an flüssiger Luft bei verschiedenem Sauerstoffgehalt an. In der umstehenden graphischen Darstellung (s. S. 392) sind die früheren Messungsergebnisse mit den vorliegenden zu einer Kurve vereinigt.

Zur Berechnung des Molekulargewichts M dient nun die Gleichung [3]):

$$M = \sigma \sqrt{\left(\frac{2{,}227\,(\Theta - T)}{\alpha}\right)^3},$$

in welcher Θ die kritische Temperatur und T die Beobachtungs- (Siede-) Temperatur der Flüssigkeit in ° C bedeuten. Setzt man daher in diese Gleichung als kritische Temperaturen für Sauerstoff [4]) bzw. für Stickstoff [5]) die Werte — 118° C, bzw. — 146° C ein, so erhält man unter Benutzung der entsprechenden, vorhin angeführten Werte von σ, α und T

für das Molekulargewicht des flüssigen Sauerstoffs:

M_{O_2} = 40,70 (Gew. ½)
41,59
41,91
41,44

im Mittel 41,51

für das Molekulargewicht des flüssigen Stickstoffs:

M_{N_2} = 37,30

[1]) Aus Messungen kapillarer Steighöhen finden die Herren Baly und Donnan (Trans. Chem. Soc. 81, 918, 1902) für die Oberflächenspannung des Stickstoffs bei — 193° C den Wert 8,27 dyn./cm und für die des Sauerstoffs 13,23 dyn./cm bei — 183° C in guter Übereinstimmung mit meinen nach der Kapillarwellenmethode gefundenen Werten.

[2]) L. Grunmach, Berl. Ber. 1901, S. 914.

[3]) Bei meinen früheren Versuchen (L. Grunmach, Berl. Ber. 1900, S. 837 und 1904, S. 1202) wurde zur Berechnung des Molekulargewichts — worauf mich Herr Präsident Warburg freundlichst aufmerksam machte — versehentlich die Konstante 2,27 anstatt 2,227 benutzt. Infolgedessen sind die dort mitgeteilten Werte für das Molekulargewicht der verflüssigten Gase etwas zu groß und sind in folgende umzuändern:

Für schweflige Säure	63,80
„ Ammoniak	16,62
„ Chlor	89,53
„ Stickstoffoxydul	42,29

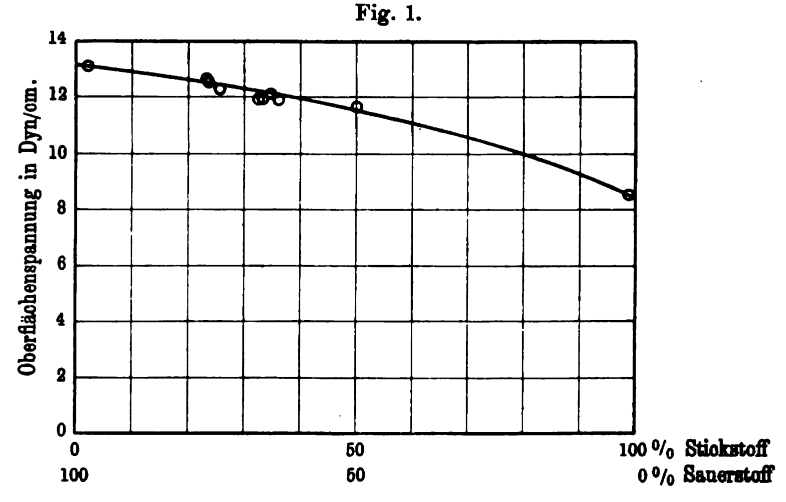
[4]) S. v. Wroblewski, Sitz.-Ber. d. Wien. Akad. 91, 701, 1885.

[5]) S. v. Wroblewski, a. a. O., S. 696; K. Olszewski, C. R. 99, 134, 1884.

während die Molekulargewichte des Sauerstoffs und des Stickstoffs im gasförmigen Zustande 32,00 und 28,08 betragen.

Sowohl Sauerstoff wie Stickstoff scheinen sich also nicht wie normale, sondern wie assoziierende Flüssigkeiten zu verhalten, die im flüssigen Zustande ein höheres Molekulargewicht besitzen, als im gasförmigen. Dasselbe hat sich aus meinen früheren Versuchen[1]) für Chlor und aus demnächst zu veröffentlichenden Versuchen auch für Brom ergeben. Gleiche Molekulargewichte im flüssigen und gasförmigen Zustande ergaben sich dagegen aus

Fig. 1.



meinen früheren Versuchen[2]) für schweflige Säure, für Ammoniak und für Stickstoffoxydul. Es fällt nun sofort auf, daß die Gase, die beim Übergang aus dem gasförmigen in den flüssigen Zustand eine Assoziation erfahren, chemisch einfache Körper, diejenigen dagegen, die im flüssigen wie im gasförmigen Zustande das gleiche Molekulargewicht besitzen, zusammengesetzte Körper sind. Berechnet man weiter aus den nach der Steighöhenmethode ausgeführten Messungen der Oberflächenspannung von Wasserstoff (DEWAR[3]) sowie von Argon und Kohlenoxyd (BALY und DONNAN[4])

[1]) L. GRUNMACH, Berl. Ber. 1900, S. 837.
[2]) L. GRUNMACH, a. a. O., 1900, S. 837; 1904, S. 1202.
[3]) J. DEWAR, Chem. News 84, 49, 1901; Nature 64, 243, 1901.
[4]) E. C. C. BALY und F. G. DONNAN, Trans. Chem. Soc. 81, 918, 1902.

die Molekulargewichte, so zeigt sich auch hier, daß der zusammengesetzte Körper Kohlenoxyd sich wie eine normale Flüssigkeit verhält, die einfachen Körper Argon und Wasserstoff dagegen wie assoziierende. Um zu entscheiden, ob diesem auffallenden Verhalten vielleicht ein allgemeineres Gesetz zugrunde liegt, demzufolge chemisch einfache Körper bei der Verflüssigung eher zur Assoziation neigen, als chemische Verbindungen, müßten zunächst noch für eine größere Anzahl einfacher Körper Kapillarkonstanten und kritische Temperaturen bekannt sein.

Zum Schlusse spreche ich auch an dieser Stelle meinem Assistenten Herrn Dr. FRANZ WEIDERT für die mir bei der Ausführung dieser Versuche gewährte wertvolle Hilfe meinen herzlichen Dank aus, ebenso Herrn cand. OTTO REINKOBER, der mich bei einigen Messungsreihen unterstützt hat.

Über die Geschwindigkeit der von Kanalstrahlen und von Kathodenstrahlen beim Auftreffen auf Metalle erzeugten negativen Strahlen;

von Christian Füchtbauer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Vor einiger Zeit habe ich gezeigt[1]), daß Kanalstrahlen beim Auftreffen auf ein Metall erstens reflektiert werden und zweitens eine aus negativen Elektronen bestehende Sekundärstrahlung hervorrufen, die von dem getroffenen Metall diffus ausgeht; ferner, daß die Menge der ausgesandten Elektronen bei verschiedenen Metallen sehr verschieden ist. Diese Verschiedenheit hielt ich für die Ursache der Verschiedenheit des Kathodenfalls der Metalle bei der Glimmentladung. Denn unter den untersuchten Metallen gab dasjenige mit dem kleinsten Kathodenfall, das Aluminium, am meisten negative Elektronen aus. Wesentlich war also der Nachweis, daß die Kanalstrahlen nicht nur das Gas ionisieren, sondern am Metall einen Überschuß von negativen Elektronen in Strahlenform erzeugen.

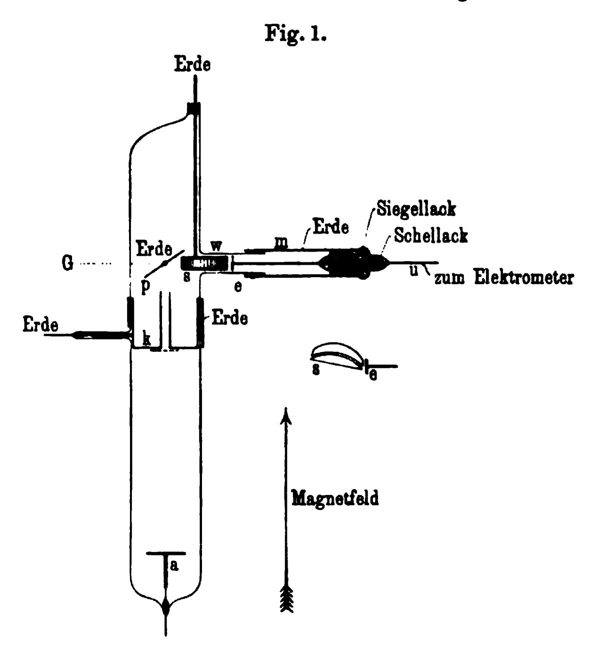
Ich habe jetzt die Geschwindigkeit bestimmt, mit der diese negativen Elektronen das Metall verlassen. Die benutzte Entladungsröhre zeigt die schematische Skizze. *a* ist die Anode, *k* die mit der Erde verbundene Kathode. An letztere ist ein vorn mit Aluminiumnetz (Maschenweite $^1/_5$ mm) verschlossenes Röhrchen angelötet, damit der Raum hinter der Kathode möglichst vor elektrischen Kräften geschützt ist. Durch das Röhrchen fallen die Kanalstrahlen auf die zur Erde abgeleitete Platte *p*. Sie ist mittels eines Schliffes (mit Teilkreis) um eine zur Zeichnungsebene senkrechte Achse drehbar. Befand sich nun das Ganze in einem der Röhre parallelen Magnetfelde, so mußten diejenigen unter den

---

[1]) Phys. ZS. 7, 153, 1906.

von der Platte kommenden negativen Sekundärstrahlen, welche in einer durch die Gerade *G* gehenden, auf der Zeichnung senkrecht stehenden Ebene verliefen, zu einem Kreise gebogen werden. Diese Kreisbahn wurde den Strahlen vorgeschrieben. Dazu wurde statt der ursprünglich geplanten Diaphragmen nach dem Vorgang von Harms der kreisförmige Kanal *s* (von rechteckigem Querschnitt) benutzt, weil ein solcher viel leichter präzis anzufertigen ist. Er wölbt sich aus der Ebene der Zeichnung nach vorn heraus.

Fig. 1.



Ein durch die Gerade *G* senkrecht zur Zeichnung geführter Schnitt ist daneben abgebildet. Die Länge des Kanals, in der Sehne gemessen, war 23 mm, der Radius 20,8 mm, die Breite 4 mm, die Höhe 1,2 mm; zu große Höhe hätte nämlich die Genauigkeit der Messung vermindert. Vor dem Ende des Kanals befand sich die kleine Auffangplatte *e*. Ihr Stiel *u* war mit dem Elektrometer verbunden; er war gut isoliert in das zur Erde abgeleitete Metallrohr *m* eingekittet. Dieses war über den Glasansatz *w* gekittet, um ein Überkriechen der Elektrizität von der Röhre zum Elektrometer zu verhindern. Auch über der Kathode ist das Glasrohr

mit einem geerdeten Schutzring aus Stanniol beklebt. Alle Glasteile im spannungsfreien Teile der Röhre sind zur Verhütung von Ladung durch die Kanalstrahlen mit abgeleitetem Metall ausgekleidet. Der Raum zwischen dem kreisförmigen Kanal und dem Glasansatz *w* ist mit Stanniol ausgestopft.

Die Versuche wurden in folgender Weise ausgeführt: Den sehr konstanten Strom (0,1 bis 0,2 Milliampere) lieferte eine Influenzmaschine. Das homogene Magnetfeld wurde erhalten durch zwei große, 30 cm weite Spulen, die über die ganze Röhre samt Ansatz so geschoben wurden, daß ihre Achse der Röhrenachse parallel war. Das Feld war der Stromstärke proportional und wurde nachher für eine Stromstärke mit dem Bifilargalvanometer gemessen. Die erforderlichen schwachen und noch dazu der Entladungsbahn parallelen Felder beeinflußten die Entladung nicht merklich, was durch Messung des von der Platte *p* abfließenden Kanalstrahlenstromes mit einem Galvanometer kontrolliert wurde.

Wurde nun die Erdleitung des Elektrometers aufgehoben, so erhielt es im allgemeinen einen positiven Strom; das erklärt sich so: die Kanalstrahlen ionisieren das Gas und diese Ionen diffundieren durch den kreisförmigen Kanal nach dem Auffänger *e*. Da aber die negativen Ionen im Kanal stärker durch Absorption vermindert werden als die positiven, so kommen mehr positive hindurch. Variiert man nun das Magnetfeld nach Größe und Richtung, so findet man ein Gebiet, in dem der Elektrometerstrom negativ wird, und man findet für diesen negativen Strom ein auf 10 bis 15 Proz. bestimmbares Maximum. Die Feldstärke, für die dieses Maximum auftritt, entspricht der Geschwindigkeit der größten Menge der Sekundärstrahlen.

Die Hauptresultate sind: das Magnetfeld, bei dem die meisten Elektronen durch den kreisförmigen Kanal hindurchflogen, betrug 8,1 bis 9,0 absolute Einheiten für Platin. Dem entspricht eine Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen von $3,2 \cdot 10^8$ bis $3,6 \cdot 10^8$ cm/sec, dies entspräche Kathodenstrahlen, die bei einer Elektrodenspannung von 27 bis 34 Volt entstünden, also sehr langsamen. Besonders merkwürdig ist die Tatsache, daß die Geschwindigkeit nicht merklich abhängig ist von der Geschwindigkeit der einfallenden Kanalstrahlen; sie nimmt nämlich höchstens um 10 Proz. ab, wenn die Entladungsspannung von 21000 auf 4500 Volt

vermindert wird. Ferner ist die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unabhängig vom angewandten Gas (versucht wurden Wasserstoff und Luft) und unabhängig vom Einfallswinkel. Die Menge der Strahlen wuchs hingegen stark mit dem Einfallswinkel. Das Maximum fiel nach der Seite größerer Geschwindigkeit bedeutend steiler ab als nach der anderen. Z. B. wurde in einem Falle der Strom null, wenn man das Magnetfeld um 30 Proz. verstärkte oder auf $^1/_3$ verminderte, Zahlen, die natürlich keine quantitative Bedeutung haben. Bei Aluminium in Luft schien das Maximum um 10 bis 20 Proz. tiefer zu liegen als bei Platin, doch liegt das nahe an der Fehlergrenze.

Der gleiche Apparat diente zur Messung der Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen. Das erforderliche schwache Magnetfeld beeinflußte das ihm parallele primäre Kathodenstrahlbündel nicht merklich. Der Effekt von Austin und Starke war an der Platte sehr deutlich, d. h. es floß bei schiefem Einfall durch Platin ein positiver Strom ab. Der Elektrometerstrom aber war auch hier im allgemeinen positiv und zeigte ein negatives Gebiet mit scharfem Maximum. Merkwürdigerweise war die Geschwindigkeit der von Kathodenstrahlen erzeugten Sekundärstrahlen wieder die nämliche wie bei den durch Kanalstrahlen erzeugten. Sie war wieder unabhängig von der Geschwindigkeit der einfallenden Kathodenstrahlen (geprüft zwischen 4400 und 19200 Volt Entladungsspannung bei Aluminium in Luft). Die Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen war die gleiche bei Platin und Aluminium, sowie unabhängig vom Einfallswinkel, während die Menge bei Aluminium viel kleiner ist als bei Platin, sowie bei steilem Einfall viel kleiner als bei schiefem. Wurde nun im Falle der Kathodenstrahlen das Magnetfeld vom Maximum ausgehend verstärkt, so wurde der Strom zum Elektrometer zunächst wieder positiv, bei noch stärkeren Feldern aber wieder negativ. Diese Felder entsprachen Geschwindigkeiten, die von der Größenordnung derjenigen der einfallenden Kathodenstrahlen, wenn auch etwas kleiner als diese, waren. Zu genauer Messung bei so hoher Feldstärke war der Apparat natürlich nicht geeignet, doch ist damit das Vorhandensein einer Lücke zwischen langsamen sekundären und schnellen „reflektierten" Kathodenstrahlen nachgewiesen.

Das Auftreten der nämlichen Geschwindigkeit der Sekundärstrahlen unter so verschiedenen Bedingungen legt den Gedanken an eine gemeinsame Ursache nahe. Diese könnte erstens darin bestehen, daß die Elektronen nur ausgelöst werden, ihre Geschwindigkeit also durch die Energie der Metallatome bedingt ist; zweitens darin, daß durch ultraviolettes Licht oder eine Art Röntgenstrahlen, die am Metall erzeugt und auch wieder absorbiert würde, die negativen Strahlen erzeugt würden. Doch halte ich die zweite Möglichkeit für weniger wahrscheinlich.

Über den Zeeman-Effekt in schwachen Magnetfeldern;

von E. Gehrcke u. O. v. Baeyer.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Durch die Arbeiten von VOIGT[1]) und LORENTZ[2]) über die Theorie des ZEEMAN-Effektes hat in neuester Zeit die Beobachtung dieses Effektes in schwachen Magnetfeldern besonderes Interesse gewonnen. Erfordernis für solche Untersuchungen sind Spektralapparate von hohem Auflösungsvermögen, wie wir sie in der Form des Stufengitters und des Plattenspektroskops besitzen.

Die folgenden Untersuchungen sind mit dem Plattenspektroskop von LUMMER und GEHRCKE, und zwar nach der Methode der gekreuzten Platten durch Interferenzpunkte[3]) ausgeführt. Die Reichsanstalt hat in neuester Zeit eine vorzügliche Platte von A. HILGER, London, angekauft, deren Auflösungsvermögen wohl alle bisher hergestellten Stufengitter übertrifft. Da die Platte außerdem beinahe frei von sogenannten Geistern ist, so leistet sie für diese Zwecke unschätzbare Dienste. Aus den Dimensionen (Länge 30 cm, Dicke 1 cm, Breite 4 cm) ergibt sich für $\lambda = 0{,}5\,\mu$ das Auflösungsvermögen von rund 660000, während diese Größe bei den größten Stufengittern, wie sie zur Zeit von HILGER hergestellt werden (33 Stufen, je 1 cm dick), nur 330000 beträgt. — Die Platte wurde mit einer von HÄCKE (Berlin) hergestellten 3 mm starken gekreuzt. Die Vorteile der Interferenzpunktmethode sind a. a. O.[4]) schon eingehend beschrieben, hier mag nur darauf

---

[1]) W. VOIGT, Ann. d. Phys. (4) 1, 376—388, 1900.

[2]) H. A. LORENTZ, Proc. Kon. Akad. van Wetensch. Amsterdam 1906, 591—611.

[3]) E. GEHRCKE u. O. v. BAEYER, Ann. d. Phys. (4) 20, 269—292, 1906.

[4]) E. GEHRCKE u. O. v. BAEYER, l. c.

hingewiesen werden, daß gerade bei vorliegender Untersuchung die Vergrößerung des Dispersionsgebietes, wie man sie durch Kreuzen einer dicken Platte mit einer dünnen erhält, von großem Nutzen ist. Ein Nachteil der Methode liegt in der Lichtschwäche der Erscheinung, wodurch beim Photographieren mehrstündige Expositionen erforderlich werden. Man könnte dies unter anderem dadurch verbessern, daß man bei der einen Platte nicht streifende Inzidenz, sondern einen kleineren Einfallswinkel anwendet; hierdurch wird die Helligkeit außerordentlich gesteigert. Allerdings behalten bei dieser Anordnung die Punkte nicht die größtmögliche Schärfe. Wir haben deshalb bisher ausschließlich die a. a. O.[1]) beschriebene Methode der Kreuzung der Platten angewandt.

Um die Leistungsfähigkeit der obengenannten Plattenkombination zu zeigen, mögen zunächst einige Resultate über die Zerlegung der Quecksilberlinien hier Platz finden. Es stellte sich gegenüber unserer früheren Veröffentlichung[1]) und der Arbeit von JANICKI[2]) heraus, daß manche Linien noch komplizierter gebaut sind, als damals angegeben. So fanden sich bei der Linie Hg 546 $\mu\mu$ 8 Trabanten (früher 5), bei Hg 436 $\mu\mu$ 9 (früher 7) Trabanten. Es muß hervorgehoben werden, daß diese neu auftretenden Trabanten (bis auf einen sehr lichtschwachen) in den früheren Arbeiten von JANICKI und uns nicht etwa übersehen wurden, sondern erst bei dem jetzt erreichten Auflösungsvermögen an der neuen HILGERschen Platte wahrgenommen werden konnten. Die alten Angaben von LUMMER und GEHRCKE werden hierdurch nicht berührt und bleiben nach wie vor korrekturbedürftig[3]).

Die Anordnung zur Bestimmung des ZEEMAN-Effektes war folgende. Das Licht einer kleinen mit Quecksilber gefüllten Geisslerröhre, die sich im Magnetfelde befand, trat durch einen Nicol; der Strahl verlief ⊥ den Kraftlinien. Das Gesichtsfeld im Beobachtungsfernrohr konnte durch eine Blende in zwei Teile geteilt werden. Auf dem einen Teile wurde die Erscheinung im Magnetfelde mit senkrecht zu den Kraftlinien polarisiertem Licht photographiert, auf dem anderen mit parallel den Kraftlinien

---

[1]) E. GEHRCKE u. O. v. BAEYER, l. c.
[2]) L. JANICKI, Ann. d. Phys. (4) 19, 36—79, 1906.
[3]) Vgl. E. GEHRCKE u. O. v. BAEYER, l. c.

polarisiertem Licht. Von den verschiedenen Quecksilberlinien sind besonders geeignet einzelne Trabanten der sogenannten Hauptlinien; da die letzteren verbreitert sind und sich im Magnetfelde mit den benachbart gelegenen Trabanten überlagern, ist eine Messung der Hauptlinien sehr ungenau.

Bei der Berechnung von $\frac{\varepsilon}{\mu}$ stützten wir uns auf die oben erwähnte Abhandlung von LORENTZ, zu der uns Prof. LORENTZ in überaus freundlicher Weise einige Ergänzungen brieflich mitgeteilt hatte.

Es ließ sich auf Grund dieser Angaben von LORENTZ folgende allgemein gültige Formel ableiten:

$$\frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{4\pi c}{H\lambda^2}\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2} \text{ elektromagn. Einheiten, } \quad \ldots \quad 1)$$

wo H Feldstärke,
λ Wellenlänge,
$\delta\lambda_1$ und $\delta\lambda_2$ die Wellenlängendifferenzen der äußeren gegen die mittlere Komponente des Triplets.

Diese Formel unterscheidet sich von der alten einfachen Formel, welche ZEEMAN[1]) angegeben hat, dadurch, daß an Stelle von $\delta\lambda$ hier $\sqrt{\delta\lambda_1 . \delta\lambda_2}$ steht. Es wird nämlich bei Aufstellung der Bewegungsgleichung für das Elektron das von den anderen Elektronen herrührende Feld mit berücksichtigt[2]). Außerdem ist die Annahme gemacht, daß auf jedem Molekül ein Elektron sitzt. Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich eine Unsymmetrie des ZEEMAN-Effektes, wie sie zuerst VOIGT (l. c.) abgeleitet hat. Die Unsymmetrie $(\delta\lambda_2 - \delta\lambda_1)$ ist abhängig von der Anzahl N der Moleküle, aber nicht abhängig von H.

Nach der Theorie ist die Aufspaltung nach der Seite der kleineren Wellenlängen die größere. Aus der VOIGTschen Theorie folgt außerdem, daß bei schwachen Feldern die Intensität der Komponente auf der Seite der größeren Wellenlänge größer ist als die der anderen Komponente, während bei Zunahme der Felder die Intensitäten der beiden Komponenten allmählich gleich werden.

---

[1]) P. ZEEMAN, Phil. Mag. (5), 43, 233, 1897.
[2]) H. A. LORENTZ, l. c.

Aus der Unsymmetrie kann man auf Grundlage der LORENTZschen Theorie außer $\frac{\varepsilon}{\mu}$ auch $N.\varepsilon$ berechnen; es ergibt sich

$$N\varepsilon = \frac{H}{2\lambda c}\frac{\delta\lambda_1 - \delta\lambda_2}{\sqrt{\delta\lambda_1\,\delta\lambda_2}} \text{ in elektromagn. Einheiten.} \quad . \quad . \quad 2)$$

Aus unseren bisherigen Messungen ergaben sich folgende Werte für $\frac{\varepsilon}{\mu}$:

I. Grüne Hg-Linie 546 $\mu\mu$. Die Hauptlinie ist so breit und verwaschen, daß sie für die Messung nicht geeignet erscheint. Dafür sind einzelne, günstig gelegene Trabanten scharf und meßbar, nämlich

Trab. 1 von der Wellenlängendiff. gegen die Hauptl. $+ 0{,}9 \cdot 10^{-2}\,\mu\mu$
„ 2 „ „ „ „ „ „ $- 0{,}7 \cdot 10^{-2}$ „
„ 3 „ „ „ „ „ „ $- 2{,}4 \cdot 10^{-2}$ „

$\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 10^{-7}$			Zugehörige Feldstärke (Gauss)
Trabant 1	Trabant 2	Trabant 3	
2,87	2,83	2,61	535
2,97		2,89	775
2,87		2,53	993
3,15			1158

II. Grüne Hg-Linie 491 $\mu\mu$. Dieselbe besitzt keine Trabanten

$\frac{\varepsilon}{\mu} \cdot 10^{-7}$	Zugehörige Feldstärke (Gauss)
1,94	1160
2,03	

III. Blaue Hg-Linie 436 $\mu\mu$. Diese Linie besitzt eine große Zahl von Trabanten, von denen zwei für unseren Zweck geeignet waren. Die Hauptlinie ist sehr verwaschen und wurde deshalb nicht gemessen.

Trab. 1 von der Wellenlängendiff. gegen die Hauptl. $+ 1{,}2 \,.\, 10^{-2}\,\mu\mu$
„ 2 „ „ „ „ „ „ $- 1{,}7 \,.\, 10^{-2}$ „
der letztere Trabant zeichnete sich durch größere Schärfe aus.

$\frac{\varepsilon}{\mu} \,.\, 10^{-7}$		Zugehörige Feldstärke (Gauss)
Trabant 1	Trabant 2	
2,17	2,17	775
2,42	2,27	993
2,55	2,16	1158
2,40	2,08	1265

Für $\frac{\varepsilon}{\mu}$ an Kathodenstrahlen fand S. SIMON[1]) den Wert $1{,}865 \,.\, 10^{7}$. Aus dem ZEEMAN-Effekt in starken Magnetfeldern sind meist, in Übereinstimmung mit unseren Messungen, größere Werte gefunden worden[2]). Ferner ergeben sich, wie aus den mitgeteilten Zahlen ersichtlich ist, für die verschiedenen Linien sehr verschiedene Werte für $\frac{\varepsilon}{\mu}$.

Eine Unsymmetrie des ZEEMAN-Effektes, wie sie die Theorie vorausgesagt hat, konnte an den untersuchten Linien mit Sicherheit von uns noch nicht konstatiert werden. Die geringen Unsymmetrien, welche beobachtet wurden, lagen zum Teil nach Seiten der kürzeren Wellen, zum Teil aber auch nach den längeren Wellen hin, also in entgegengesetztem Sinne, als die Theorie verlangt. Sie dürften sich hauptsächlich durch Abweichung der Intensitätsverteilung der benutzten planparallelen Platte von der symmetrischen Form erklären lassen.

In den zur Verwendung kommenden Feldern von 1000 Gauss und darüber waren alle gemessenen Linien mit Ausnahme von λ 491 insofern anomal, als die mittlere Komponente des Triplets verbreitert oder sogar deutlich verdoppelt war. Daß λ 491 sich normal verhält, haben für ein starkes Feld von etwa 25 000 Gauss bereits RUNGE und PASCHEN[2]) gefunden. Die von RUNGE und PASCHEN gemessenen, sehr starken Anomalien der anderen Linien

[1]) S. SIMON, Wied. Ann. 69, 589, 1899.
[2]) C. RUNGE u. F. PASCHEN, Abhandl. d. Berl. Akademie 1902, Anhang.

treten in den von uns benutzten schwachen Feldern noch nicht hervor.

Verschiedenheiten in der Intensität der beiden äußeren Komponenten des Triplets konnten wir nicht bemerken.

Man wird aus obigen Angaben schließen müssen, daß entweder die Theorie für den vorliegenden Fall noch einer Ergänzung bedarf, oder daß die Anzahl N der geladenen Moleküle zu klein war und sich auf diese Weise die Unsymmetrie der Beobachtung entzog.

Charlottenburg, Physikal.-Techn. Reichsanstalt.

Ein neuer Typus optisch-zweiachsiger Kristalle; von F. Sommerfeldt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Der Vortragende macht über die bereits in einer vorläufigen Mitteilung (Phys. ZS. 7, 390, 1906) behandelten optischen Eigenschaften des Mesityloxydoxalsäuremethylesters ausführlichere Angaben auf Grund von erweiterten Beobachtungen.

Die Achsenbilder und Kristallformen werden durch Projizieren der betreffenden Abbildungen erläutert; an den Mikrophotogrammen der Achsenbilder ist das auffallende Fehlen des Mittelbalkens deutlich erkennbar. Die Erweiterungen der Versuche im Vergleich zur oben genannten Publikation bestehen besonders darin, daß der Vortragende die Interferenzerscheinungen nicht nur bei der Drehung des Präparats, sondern auch bei Drehung der gekreuzten Nicols, während das Präparat fest bleibt, verfolgte.

In der Diskussion ergreift Geheimrat W. Voigt das Wort und hebt die Wichtigkeit des vom Vortragenden erlangten Resultats, durch welches eine neue Klasse von optisch-aktiven Körpern nachgewiesen sein dürfte, hervor. Die früher von W. Voigt ausgesprochene Vermutung (Phys. ZS. 7, 267, 1906), daß die abnormen optischen Eigenschaften durch Zwillingsbildungen hervorgerufen sein könnten, hält derselbe jetzt, nach der Demonstration des Kristallhabitus, für wenig wahrscheinlich, sondern schließt sich der Auffassung des Vortragenden an.

Farbe und chemische Konstitution;

von Hugo Kauffmann.

(Referat, vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

In diesem Jahre feierte die Teerfarbenindustrie das Jubiläum ihres fünfzigjährigen Bestehens. In einem verhältnismäßig kurzen Zeitraum hat sie uns mit einer Fülle und einer Mannigfaltigkeit von Stoffen überschüttet, deren erste und wichtigste Eigenschaft ist, farbig zu sein. Die Frage nach dem Ursprung der Farbe wurde schon bald aufgeworfen und man bemerkte, daß das Auftreten von Farbe an das Vorhandensein bestimmter Atomgruppen geknüpft ist. WITT, der einige solche Gruppen erstmals genauer erkannte, nannte sie im Jahre 1876 Chromophore. Ein sehr wirksames Chromophor ist z. B. die Nitrosogruppe NO, die, in Kohlenwasserstoffe eingeführt, blaue bis grüne Farbe hervorruft. Das Carbonyl CO ist viel schwächer und macht sich meist erst dann bemerkbar, wenn es zweimal vorhanden ist. Ein Chromophor von besonderem Interesse bildet die Äthylenbindung

$$>C=C<$$

Die Mehrzahl der ungesättigten Kohlenwasserstoffe enthält eine oder mehrere solcher Bindungen; Farbe tritt aber erst dann auf, wenn sie sich mindestens dreimal vorfinden und auch dann nur bei folgender Anordnung:

```
C=C
  |
  C=C.
  |
C=C
```

Die Wirksamkeit der Äthylenbindungen steht mit ihrem chemischen Charakter im Zusammenhang und im allgemeinen hat die Regel Geltung, daß diejenigen Äthylenbindungen, welche als Chromophore tätig sind, zugleich sich auch durch große Reaktions-

fähigkeit auszeichnen. Kombiniert mit Carbonyl ergeben die Äthylenbindungen neue, oft sehr wirksame Chromophore, z. B. bei den von STAUDINGER entdeckten Ketenen, für welche die Gruppierung

$$>C{=}CO$$

charakteristisch ist. Ein die Farbe auffallend begünstigendes Moment bildet der ringförmige Zusammenschluß der Chromophore, wofür insbesondere die von STOBBE dargestellten Fulgide einen schönen Beleg bieten.

Ein ringförmiger Zusammenschluß von Wichtigkeit hat sich in den Chinonen, den Urtypen farbiger aromatischer Verbindungen, vollzogen. v. KOSTANECKI und HALLER haben zum ersten Male darauf hingewiesen, daß die Chinone

```
     CO                    CO
HC ⁄   ╲ CH           HC ⁄   ╲ CO
  ‖     ‖      und      ‖     |
HC ╲   ⁄ CH           HC ╲   ⁄⁄ CH
     CO                    CH
```

sich aus vier Chromophoren aufbauen, nämlich außer den beiden Carbonylen noch aus zwei Äthylenbindungen. Daß die letzteren stark mitbeteiligt sind, läßt sich exakt beweisen; denn ersetzt man diese Bindungen durch einfache Kohlenstoffbindungen, so gelangt man zum Diketohexamethylen

```
        CO
 H2C ⁄    ╲ CH2
     |      |
 H2C ╲    ⁄ CH2
        CO
```

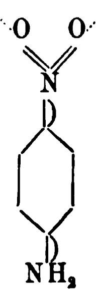
einer vollständig weißen Substanz. Metachinone lassen sich strukturchemisch aus Carbonylen und zwei Äthylenbindungen nicht zusammenfügen und sind daher, wenn überhaupt möglich, höchstwahrscheinlich gar nicht durch Farbe ausgezeichnet.

Die Chemie verfügt im großen ganzen über drei Mittel zur Verstärkung der Farbe eines Chromogens, d. h. eines Chromophore enthaltenden Stoffes.

Das erste Mittel besteht darin, daß man weitere Chromophore in das Chromogen einfügt, wobei aber zu beachten ist, daß die Wirkung keineswegs eine additive ist.

Das zweite Mittel wird durch die Salzbildung geboten; im einfachsten Falle addiert ein basisches Chromophor, wie etwa >C=N-Säure, und verstärkt dadurch seine farbgebende Eigenschaft. In anderen Fällen wird erst durch die Salzbildung das Chromophor erzeugt, wie z. B. bei den Triphenylmethanfarbstoffen, deren chinoide Struktur jetzt dank den umfassenden Untersuchungen BAEYERS sicher erwiesen ist. Die Halochromie dagegen ist noch in den wenigsten Fällen aufgeklärt. Auch ist die Annahme BAEYERS, daß sie mit ionisierbaren Valenzen, die zugleich chromophor seien, zusammenhänge, nach den Darlegungen HANTZSCHS nicht einwandfrei.

Das dritte Mittel besteht in der Einführung eines Auxochroms, d. h. einer Gruppe, die, ohne ein Chromophor zu sein, die Farbe in hohem Maße beeinflussen kann. Die Auxochrome entfalten ihre volle Wirksamkeit zumeist erst dann, wenn zwischen sie und den Chromophoren ein Benzol- oder ein ähnlicher Ring eingeschoben ist. HANTZSCH hat Nitrokörper näher untersucht und die Ansicht ausgesprochen, daß durch den Eintritt eines Auxochroms die Umlagerung zu einem chinoiden Stoff ermöglicht werde und daß die auxochromhaltigen farbigen Nitroderivate des Benzols, speziell die Nitrophenolzalze, chinoid seien. Gegen diese Ansicht spricht der Umstand, daß das m-Nitrophenol sich wie die o- und p-Isomeren verhält, daß also das Salz dieser m-Verbindung chinoid sein müßte. — Berücksichtigt man den großen Einfluß, den Auxochrome auch bei farblosen Stoffen aufweisen, und zieht ferner die Theorie der Partialvalenzen, die als Konsequenz der Elektronenlehre sehr viel innere Wahrscheinlichkeit hat, herein, so stößt man auf eine etwas abweichende Auffassung. Das p-Nitranilin z. B. erhält eine Formel wie:



die, ohne eine Spur von Umlagerung anzudeuten, eine große Ähnlichkeit mit der Chinonformel besitzt. Der Benzolring erscheint in einem mittleren Zustande, der noch sehr ähnlich dem des Benzols ist, aber doch schon dem der Chinone näher tritt; diese Auffassung wird durch die schönen Versuche Balys aufs beste bestätigt.

Zusammenfassend kann man aussprechen, daß die Valenzen, ihre Natur und ihre Verteilung die wichtigsten Faktoren beim Zustandekommen der Farbe sind.

Beiträge zur Photochemie;
von M. Trautz.

(Vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Verschiebung chemischer Gleichgewichte durch Licht bei gleichbleibender Temperatur kommt vor, wie LUTHER und WEIGERT (s. ZS f. phys. Chemie 51, 297—328, 1905) an Anthracenlösungen bewiesen haben. Aus dieser Tatsache ergibt sich, daß die Möglichkeit von Verzögerung chemischer Reaktionen bei gleichbleibender thermometrischer Temperatur durch bloße Änderung der Strahlungs z u s a m m e n s e t z u n g im System wohl zu erwarten ist. Die bisher übliche Ansicht war, daß die Wirkung des Lichtes in chemischen Systemen vergleichbar sei derjenigen hoher Temperaturen, wo eben das betreffende Licht als Temperaturstrahlung auftritt. Hiernach waren Reaktionsverzögerungen unmöglich, ebenso wie große Temperaturkoeffizienten bei photochemischen Reaktionsgeschwindigkeiten (siehe weiter unten). Bei Verzögerungsversuchen von CHASTAING (Ann. d. Chem. 1877) war die Temperatur bei den verglichenen Versuchen nicht gleich, so daß diese Versuche, abgesehen von anderen Einwänden, die man gegen CHASTAINGs Methode erheben kann, in keiner Weise für Reaktionsverzögerung beweisend sein können, wie das OSTWALD (Lehrb. d. allg. Chemie, 2, 1) und NERNST (Theoretische Chemie) durch Unterdrückung der CHASTAINGschen Ergebnisse in ihren Darstellungen der Photochemie bekräftigt haben. M. TRAUTZ hat mit cand. F. THOMAS zum erstenmal einwandfrei bei auf $^1/_{20}{}^0$ gleicher thermometrischer Temperatur Reaktionsverzögerungen beobachtet. Die Geschwindigkeit folgender Reaktionen war im

	Violett	Dunkel	Rot
Oxydation von Na_2S in Wasser	160	239	302
„ „ Cu_2Cl_2 ammoniakalisch	190	254	270
„ „ Cu_2Cl_2 salzsauer	59	211	164
„ „ Pyrogallol in Wasser	55	70	77,5
„ „ Benzaldehyd in Alkohol	350	20	15
Zerfall von H_2O_2, etwa 3 proz.	149	62	57

Auf Grund vieler Versuche ist wahrscheinlich, daß jede Reaktion durch ein Spektrum, ihre Gegenreaktion durch ein anderes Spektrum beschleunigt bzw. hervorgerufen wird. Dieser Umstand läßt manche Schlüsse zu auf physiologische photochemische Prozesse, sowie über die Natur der optischen Sensibilisierung. Ferner wird zum erstenmal gezeigt, daß es auch photochemische Reaktionen mit in toto großem Temperaturkoeffizienten der Geschwindigkeit gibt. Bisher kannte man nur solche mit einem Koeffizienten = 1,01 bis 1,36, während der gewöhnlicher Reaktionen 2 — 3,5 ist. Die durch rotes Licht auf das Zehnfache beschleunigte Oxydation von alkalischem Pyrogallol hat für 10° den Temperaturkoeffizienten von etwa 2,4.

Die Untersuchungen werden im weitesten Umfange fortgesetzt. Ein ausführlicher Bericht über die erwähnten Tatsachen erscheint in der Zeitschr. f. Photochemie, zusammen mit einigen theoretischen Erörterungen.

Über magnetische Verbindungen aus unmagnetischen Elementen;

von E. Wedekind.

(Vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Die bisherigen Untersuchungen (vgl. Vortrag auf der Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft f. angew. physikalische Chemie in Karlsruhe, Zeitschrift f. Elektrochemie **11**, 859, 1905) hatten ergeben, daß unter den Manganverbindungen besonders das Borid und das Antimonid durch ihre magnetischen Eigenschaften ausgezeichnet sind, und daß diese Körper einen ziemlich starken remanenten Magnetismus besitzen, so daß sie — in geeignete Form gebracht — als permanente Magnete [1]) wirken können. Es wurde nun eine Reihe von weiteren Manganverbindungen — zunächst qualitativ — auf Ferromagnetismus untersucht. In bezug auf das Manganarsenid konnte ein Widerspruch aufgeklärt werden. Dasselbe soll nämlich nach HEUSLER [2]) magnetisch sein; das in Gemeinschaft mit K. FETZER nach dem aluminothermischen Verfahren dargestellte Arsenid ist indessen unmagnetisch. Tatsächlich handelt es sich um zwei verschiedene Arsenide, denn die zuletzt erwähnte Substanz, deren Analyse auf eine Verbindung MnAs hindeutet, geht durch starkes Erhitzen in eine magnetische Verbindung über, welche der Formel Mn_2As entspricht. Das Phosphormangan wird von HEUSLER als unmagnetisch bezeichnet; das durch Einwirkung von feuerflüssigem Mangan

---

[1]) Vgl. D. R. P. 544584, ZS f. angew. Chemie 1904, 1, 260.

[2]) Stahl ist nur etwa sechs- bis siebenmal so stark magnetisch als das magnetisierte rohe kompakte Manganborid; letzteres kann mit sehr starken Feldern noch stärker magnetisiert werden; der Magnetismus nimmt aber innerhalb 12 Stunden um einen gewissen Betrag zu, um dann konstant zu bleiben. Mit dem gepreßten und magnetisierten Boridpulver gefüllte Glasröhrchen wirken, solange sie nicht erschüttert werden, als permanente Magnete.

auf roten Phosphor darstellbare Phosphid ist indessen deutlich magnetisch, ebenso das durch Einwirkung von gelbem Phosphor auf wasserfreies Manganchlorid entstehende Produkt. Dieser Widerspruch dürfte sich durch die Tatsache lösen, daß es eine ganze Reihe von Manganphosphiden gibt; auch gibt HEUSLER nicht an, welches Phosphid er meint. Das Mangancarbid Mn_3C wird ebenfalls als unmagnetisch bezeichnet; tatsächlich wird ein im elektrischen Ofen — aus Manganoxyduloxyd und Zuckerkohle — hergestelltes Präparat von einem gewöhnlichen Hufeisenmagneten deutlich angezogen[1]). Das Silicid Mn_2Si — aluminothermisch hergestellt — ist hingegen durchaus unmagnetisch, selbst wenn es stark erhitzt wird.

Einige Schwierigkeiten bietet die Darstellung und Reinigung des Manganwismutides; diese Verbindung, welche wahrscheinlich der Formel MnBi entspricht, ist besonders interessant, weil sie stark magnetisch ist, obwohl die eine Komponente ein typisch diamagnetisches Element ist. Geschmolzenen Stücken des Bismutides kann man schon durch gelindes Bestreichen mit einem Magneten Pole verleihen. Von besonderem Interesse ist die Magnetisierung des Mangans durch Stickstoff; dieselbe gelingt nur unter zwei Bedingungen: erstens muß das Metall auf die Temperaturen der Knallgasgebläse erhitzt werden (zweckmäßig in Magnesiatiegeln), und zweitens muß nicht elementarer Stickstoff, sondern Ammoniak angewandt werden. Das so erhaltene mattgraue Nitrid ist etwa so stark magnetisch wie Manganantimonid bzw. Borid; es ließ sich wegen seiner Empfindlichkeit bisher nur durch magnetische Auslese reinigen und enthält nur relativ wenig Stickstoff (6 Proz.), den es in der Kalischmelze schnell wieder als Ammoniak abgibt[2]). Bemerkenswert ist, daß die nach PRELINGER[3]) bei den Temperaturen des Verbrennungsofens dargestellten Mangannitride Mn_3N_2 und Mn_5N_2 keinen merklichen Ferromagnetismus zeigen. Offenbar spielen hohe Temperaturen (über 2000°) bei diesen Magnetisierungen eine wichtige Rolle, denn

---

[1]) Das nach dem aluminothermischen Verfahren dargestellte Carbid ist zwar stark magnetisch, aber aluminiumhaltig.

[2]) Dieses bisher unbekannte Nitrid entspricht wahrscheinlich der Formel Mn_7N_2.

[3]) Vgl. Monatsh. d. Chem. 15, 391.

es gelang unter ähnlichen Bedingungen, Mangan auch im Sauerstoffstrom in den magnetischen Zustand überzuführen.

Es gibt noch weitere magnetische Verbindungen des Mangans; der Ferromagnetismus derselben ist aber mit den gewöhnlichen Hilfsmitteln nur noch eben erkennbar. Hierher gehören das Selenid, Tellurid (ein bisher noch nicht beschriebener Körper von prächtigem Aussehen) und das Sulfid; letzteres wird durch Erhitzen etwas stärker magnetisch [1]). Endlich ist noch zu erwähnen, daß auch an einem festen Salz des Mangans Ferromagnetismus nachgewiesen werden konnte, und zwar an dem wasserfreien Manganjodür [2]); da letzteres sehr hygroskopisch ist, so verschwindet das Phänomen allerdings sehr schnell. Lösungen von Mangan- — und auch von Eisen-, Kobalt- und Nickelsalzen — besitzen nämlich nach den Untersuchungen von G. WIEDEMANN, QUINCKE u. a. ebenfalls einen Magnetismus, aber von bedeutend geringerer Größenordnung als desjenigen der oben genannten Verbindungen; es sei bei dieser Gelegenheit auf die merkwürdige Tatsache verwiesen, daß wässerige Manganosalzlösungen eine größere Suszeptibilität besitzen als Ferrisalzlösungen [3]). Große Schwierigkeiten bereitete die quantitative Untersuchung der magnetischen Manganverbindungen, vor allem die Beantwortung der wichtigen Frage: Wie groß ist die Magnetisierung bzw. die Permeabilität im Vergleich zum Eisen? Es wurde schon früher betont, daß die Aufnahme von Magnetisierungskurven an gepreßtem, pulverförmigem Material dieses Problem wenig gefördert hat, obwohl die magnetische Sättigung sowohl bei dem Borid, als auch bei dem Antimonid erreicht werden konnte; es ergab sich auch, daß die Kurven einen ähnlichen Verlauf nehmen wie diejenige von Eisenpulver. Das Verhalten von Pulvern im magnetischen Felde ist indessen schlecht definiert; es handelte sich also um die Beschaffung und Untersuchung von geschmolzenem Material. Die großen Schwierigkeiten, die sich hier wegen des hohen Schmelzpunktes

[1]) Hierdurch wird die Existenz von Umwandlungspunkten angedeutet. HEUSLER fand schon, daß gewisse Manganbronzen nach dem Anlassen kräftiger magnetisch werden (sog. künstliche Alterung).

[2]) Wasserfreies Ferrichlorid wird ebenfalls vom Magneten angezogen.

[3]) Vgl. LIEBKNECHT und WILLS, Ber. D. chem. Ges. 33, 445, 1900; über die Magnetisierbarkeit der Manganisalze vgl. R. H. WEBER, Ann. d. Phys. (4) 19, 1056 ff., 1906.

und der Oxydierbarkeit der fraglichen Manganverbindungen entgegenstellten, konnten bisher nur teilweise überwunden werden; als Gefäßmaterial bewährte sich die „reine Magnesia" der Kgl. Porzellanmanufaktur in Berlin[1]). In einem Falle gelang es, eine kleine Stange Manganborid dadurch zu schmelzen, daß ein einseitig geschlossenes Magnesiaröhrchen, das mit dem gepreßten Pulver gefüllt war, in feuerflüssigen Thermit gebracht wurde[2]). Ebenso konnte ein Stück geschmolzenes Manganantimonid in der Knallgasflamme (mit Hilfe des Nürnberglicht-Brenners[3]) erhalten werden. Diese beiden Stangen und ein entsprechendes Stück weiches Eisen wurden auf gleiches Volumen gebracht und magnetometrisch — mit Hilfe einer Differentialmethode — miteinander verglichen; es war nicht möglich, mit dieser Versuchsanordnung bis zur Sättigung zu kommen, obwohl die Feldstärke bis auf etwa 1000 Einheiten gesteigert werden konnte. Immerhin zeigte sich, daß das reine kompakte Antimonid[4]) eine größere Permeabilität besitzt als das Borid (im Gegensatz zu den mit dem pulverförmigen Material gewonnenen Resultaten); aus den erhaltenen Kurven geht ferner hervor, daß die magnetischen Eigenschaften der Manganverbindungen tatsächlich ungefähr von der Größenordnung derjenigen des Eisens sind; letzteres ist natürlich stärker magnetisch; der höchste Punkt des Eisens liegt aber in dem Diagramm (die Skalenausschläge des Magnetometers wurden als Ordinaten, die Stromstärken als Abszissen aufgetragen) nur $1^1/_2$ mal so hoch wie der entsprechende Punkt in der Antimonidkurve. Mit Hilfe der Schlußjochmethode soll die skizzierte Aufgabe endgültig — auch an dem übrigen, qualitativ geprüften Material — entschieden werden; es ist auch beabsichtigt, den Einfluß der Temperatur und die Lage von Umwandlungspunkten zu studieren.

Über die Gründe, wann gerade bestimmte Manganverbindungen magnetisch sind bzw. durch Erhitzen erst diese Eigenschaft erwerben, läßt sich zurzeit noch nichts Bestimmtes

[1]) Vgl. Chem.-Ztg. 1906, S. 600.
[2]) Bei allen anderen Versuchen wurden die Röhrchen zerstört.
[3]) Vgl. Chem.-Ztg. 1906, S. 600.
[4]) Diese Verbindung entspricht der Formel MnSb; das früher verwendete Material war noch nicht rein.

sagen; die sehr hohen Temperaturen scheinen jedenfalls nicht im Sinne einer Energiezufuhr zu wirken, sondern eher chemisch in der Art, daß die magnetisch-stabilen Manganverbindungen gebildet werden; letztere sind in der Regel die manganreichsten. Jedenfalls ist der Ferromagnetismus nicht nur eine atomistische Eigenschaft, wie im Eisen, Nickel und Kobalt, sondern auch eine molekulare, wie sich nicht nur aus HEUSLERS und meinen Beobachtungen ergibt, sondern auch aus der Existenz von unmagnetischen Legierungen [1]) aus magnetischen Elementen. Zu erwähnen ist schließlich, daß auch einer Chromverbindung, und zwar dem von mir dargestellten Chromborid CrB, magnetische Eigenschaften, wenn auch ziemlich schwache, innewohnen. Die Elemente, welche entweder als solche oder in Gestalt von bestimmten Verbindungen oder Legierungen magnetisch sind, wären demnach die folgenden: Chrom, Mangan, Eisen, Kobalt und Nickel; diese Reihenfolge entspricht der Anordnung in der dritten Periode des periodischen Systems der Elemente; es sind die Elemente vom Atomgewicht 52,1 an bis zum Atomgewicht 59.

---

[1]) Z. B. die unmagnetischen Nickel-Kobalt-Legierungen; vgl. REICHARD, Ann. d. Phys. (4) 6, 832, 1901.

Über eine mit grüner Chemilumineszenz verbundene Reaktion;

von E. Wedekind.

(Vorgetragen in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

— — — -

In der Absicht, das Nitrotriphenylmethan $NO_2 . C(C_6H_5)_3$ auf Grund der Reaktionsgleichung $3\,C_6H_5MgBr + Cl_3C \cdot NO_2 = (C_6H_5)_3C \cdot NO_2 + 3\,MgBrCl$ darzustellen, wurden Chlorpikrin und Phenylmagnesiumbromid in den obigem Ansatz entsprechenden Gewichtsverhältnissen zusammengebracht. Die Reaktion ist außerordentlich heftig, so daß gut gekühlt und stark mit Äther verdünnt werden muß; im Dunkeln bemerkt man beim Zusammentreffen der Agenzien eine prachtvolle, intensiv grüne Lumineszenz, welche ein Seitenstück zu der bekannten TRAUTZschen Reaktion (rote Lumineszenz bei der Oxydation von Pyrogallol und Formaldehyd mit Hydroperoxyd) bildet. Das gewünschte Reaktionsprodukt konnte nicht aufgefunden werden; es fand sich nur Diphenyl vor. Der Versuch ist deswegen instruktiv, weil die grüne Flamme sich unter Äther befindet, ohne daß letzterer sich entzündet.

Die Kaufmannschen Messungen der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen;
von Max Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)
(Vgl. oben S. 327.)

Meine Herren! Wohl alle Physiker, welche sich spezieller für die Entwickelung des neuesten Zweiges der Elektrodynamik, der Mechanik der Elektronen, interessieren, haben mit großer Spannung dem Ergebnis der im vorigen Jahre von Herrn W. Kaufmann unternommenen subtilen Messungen der elektrisch-magnetischen Ablenkbarkeit der β-Strahlen des Radiums entgegengesehen, und die an diese Versuche geknüpften Erwartungen sind auch in hohem Maße erfüllt worden; denn Herr Kaufmann hat aus ihnen eine große Menge wertvoller Daten gewonnen, und er hat außerdem, was besonders dankbar anerkannt werden muß, der Öffentlichkeit ein so reiches und zuverlässiges Zahlenmaterial zur Verfügung gestellt[1]), daß ein jeder in die Lage versetzt ist, die von Herrn Kaufmann gezogenen Schlußfolgerungen selbständig nachzuprüfen und zu ergänzen.

Von dieser Anregung habe ich um so lieber Gebrauch gemacht, als ja die Frage, welcher die Kaufmannschen Versuche gewidmet sind, für verschiedene elektrodynamische Theorien geradezu eine Lebensfrage ist. Von mehreren dieser Theorien liegen bekanntlich schon eine Anzahl ausgezeichneter mathematischer Untersuchungen vor, und deren physikalische Bedeutung würde natürlich mit einem Schlage aufgehoben, wenn die betreffende Theorie in dem entstandenen Wettstreit unterliegen müßte.

§ 1. Bewegungsgleichungen.

Die Methode, nach welcher Herr Kaufmann den Inhalt der verschiedenen Theorien an seinen Messungen geprüft hat, darf

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 19, 487, 1906.

ich hier als bekannt voraussetzen. Mir lag nun zunächst daran, zu sehen, wieweit die einzelnen gemessenen Ablenkungen von denjenigen entfernt liegen, welche aus den verschiedenen Theorien auf Grund der direkt gemessenen „Apparatkonstanten" von vornherein berechnet werden können. Da ich es vorzog, die gemessenen Ablenkungen ($\bar{y}$, $\bar{z}$) nicht gleich von vornherein „auf unendlich kleine Ablenkungen (y', z') zu reduzieren", so mußten die Bewegungsgleichungen der Elektronen vollständig integriert werden. Dieselben lauten für alle verglichenen Theorien:

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{x}}\right) = -\frac{e}{c}\dot{z}\mathfrak{H}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{\partial \dot{y}}\right) = e\mathfrak{E}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial H}{d \dot{z}}\right) = \frac{e}{c}\dot{x}\mathfrak{H}.$$

Hierin bedeutet H das kinetische Potential (die LAGRANGEsche Funktion) eines bewegten Elektrons, als Funktion der Geschwindigkeit

$$q = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2},$$

$\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{H}$ die elektrische und magnetische Feldstärke, beide in der y-Richtung wirkend, als bekannte Funktionen von x, e das elektrische Elementarquantum, c die Lichtgeschwindigkeit. Die elektrischen Größen sind im elektrostatischen Maß gemessen.

Das Elektron bewegt sich von der Strahlungsquelle:

$$x = x_0 = 0 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

durch die Diaphragma-Öffnung:

$$x = x_1 = 1{,}994 \qquad y = 0 \qquad z = 0$$

bis zu dem Punkte der photographischen Platte:

$$x = x_2 = 3{,}963 \qquad y = \bar{y} \qquad z = \bar{z}.$$

Um die Diaphragma-Öffnung gerade zu treffen, muß ein Elektron, bei bestimmter Anfangsgeschwindigkeit, in einer ganz bestimmten Richtung von der Strahlungsquelle ausgehen. Dadurch kommt auf der photographischen Platte ($x = x_2$) eine bestimmte Kurve ($\bar{y}$, $\bar{z}$) zustande, deren Punkte von einem einzigen Parameter, etwa der Anfangsgeschwindigkeit, abhängen.

§ 2. Bestimmung der äußeren Feldkomponenten.

Die Integration der Bewegungsgleichungen erfordert noch die Kenntnis von $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{E}$ als Funktionen von x. Die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ habe ich als konstant angenommen, und zwar so groß, daß der Wert des „magnetischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn KAUFMANN. Derselbe beträgt[1]):

$$\int_{x_0}^{x_2} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H} dx - \frac{x_2 - x_0}{x_1 - x_0} \int_{x_0}^{x_1} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{H} dx = 557{,}1.$$

Setzt man hierin $\mathfrak{H}$ konstant, so ergibt sich:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1)(x_2 - x_0)\mathfrak{H} = 557{,}1$$

und daraus nach den angegebenen Werten von x_0, x_1 und x_2:

$$\mathfrak{H} = 142{,}8.$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ ist zwischen dem Diaphragma und der photographischen Platte Null, zwischen den Kondensatorplatten in gehörigem Abstande von den Rändern konstant. Wir beziehen zunächst mit Herrn KAUFMANN die Feldstärke auf ihren Wert im homogenen Teil des Feldes als Einheit und nennen die so gemessene Feldstärke $\mathfrak{E}_1$. Dann ist:

$$\text{für } x_1 < x < x_2: \quad \mathfrak{E}_1 = 0.$$

Zwischen der Strahlungsquelle und dem Diaphragma habe ich $\mathfrak{E}_1$ als symmetrisch in bezug auf den Mittelpunkt dieser Strecke: $x = \frac{x_1}{2}$ angenommen, so daß, wenn man setzt:

$$x = \xi + \frac{x_1}{2}, \qquad -\frac{x_1}{2} < \xi < \frac{x_1}{2}$$

$$\mathfrak{E}_1(-\xi) = \mathfrak{E}_1(+\xi) \quad \dots\dots \quad 1)$$

Der Anstieg der elektrischen Feldstärke $\mathfrak{E}_1$ von der Strahlungsquelle bis zu ihrem konstanten Werte 1 sei als linear angenommen, ebenso also auch der Abfall zum Werte 0 beim Diaphragma. Das heißt:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{für } 0 < \xi < \xi' & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = 1 \\ \text{für } \xi' < \xi < \frac{x_1}{2} & \text{ist} & \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda\xi \end{array}\right\} \quad \dots \quad 2)$$

Dann ist wegen der Stetigkeit von $\mathfrak{E}_1$:

---

[1]) l. c. S. 525 und S. 544.

$$\varkappa - \lambda \xi' = 1 \qquad \text{und} \qquad \varkappa - \lambda \frac{x_1}{2} = 0.$$

Den Wert der Konstanten ξ' habe ich so groß angenommen, daß der Wert des „elektrischen Feldintegrals" der nämliche ist wie bei Herrn KAUFMANN. Derselbe beträgt[1]):

$$(x_2 - x_1) \cdot \left\{ \int_{x_0}^{x_1} \mathfrak{E}_1 \, dx - \frac{1}{x_1 - x_0} \int_{x_0}^{x_1} dx \int_{x_0}^{x} \mathfrak{E}_1 \, dx \right\} = 1{,}565.$$

Setzt man hierin die obigen Werte ein, so folgt:

$$\tfrac{1}{2}(x_2 - x_1) \cdot \left(\frac{x_1}{2} + \xi' \right) = 1{,}565$$

und daraus:

$$\xi' = 0{,}593 \qquad \varkappa = 2{,}468 \qquad \lambda = 2{,}475.$$

Zur Reduktion der elektrischen Feldstärke auf absolutes elektrostatisches Maß: $\mathfrak{E}$, oder auf absolutes elektromagnetisches Maß: $\mathfrak{E}_m$, hat man[2]):

$$\mathfrak{E}_m = \mathfrak{E}_1 \cdot \frac{25 \, . \, 10^{10}}{0{,}1242} = \mathfrak{E} \, . \, 3 \, . \, 10^{10} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

Daß die gemachten vereinfachenden Annahmen in bezug auf das elektrische und magnetische Feld für die hier in Betracht kommenden Rechnungen wirklich ausreichend sind, wird sich weiter unten ergeben.

§ 3. Magnetische Ablenkung.

Führt man in die Bewegungsgleichungen (§ 1) den Impulsvektor (Bewegungsgröße)

$$\frac{\partial H}{\partial q} = p \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

und außerdem das elektromagnetische Maß für die elektrische Feldstärke ($\mathfrak{E}_m$) und für das elektrische Elementarquantum (ε) ein, so lauten dieselben:

$$\frac{d}{dt}\left(p \frac{\dot{x}}{q}\right) = -\varepsilon \dot{z} \mathfrak{H} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 5)$$

$$\frac{d}{dt}\left(p \frac{\dot{y}}{q}\right) = \varepsilon \mathfrak{E}_m \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

[1]) l. c. S. 526 und S. 547.
[2]) l. c. S. 547.

$$\frac{d}{dt}\left(p\frac{\dot{z}}{q}\right) = \varepsilon \dot{x} \mathfrak{H} \quad \text{. . . . . 7)}$$

Da $\mathfrak{H}$ konstant ist, so lassen sich 5) und 7) nach der Zeit t integrieren. Dividiert man die beiden so erhaltenen Gleichungen, so ist t, p und q ganz eliminiert, und eine zweite Integration liefert die Gleichung der Bahnprojektion auf die xz-Ebene, eines Kreises, der durch die Punkte $x = 0$, $z = 0$, $x = x_1$, $z = 0$ und $x = x_2$, $z = \bar{z}$ hindurchgeht und durch sie bestimmt ist. Die laufenden Koordinaten x, z der Punkte dieses Kreises lassen sich darstellen als Funktionen eines einzigen variablen Parameters: des Winkels φ, welchen die in der Richtung der Bewegung genommene Tangente des Kreises mit der x-Achse bildet, positiv, wenn die Bewegung nach der Seite der positiven z-Achse zu erfolgt:

$$x = \varrho \sin \varphi + \frac{x_1}{2}, \qquad z = -\varrho \cos \varphi + \frac{x_1}{2} ctg\, \varphi_1 \quad \text{. 8)}$$

Hierbei ist

$$\varrho = \frac{x_1}{2 \sin \varphi_1} \quad \text{. . . . . 9)}$$

der Radius des Kreises und φ_1 der Wert von φ für $x = x_1$. In diesen Gleichungen ist schon ausgedrückt, daß für $x = 0$ und für $x = x_1$ $z = 0$. Berücksichtigt man noch, daß für $x = x_2$, $z = \bar{z}$, so ergeben sich daraus die Werte:

$$tg\, \varphi_1 = \frac{x_1 \bar{z}}{(x_2 - x_1) x_2 + \bar{z}^2} \quad \text{. . . . . . 10)}$$

und

$$\sin \varphi_2 = \frac{2 x_2 - x_1}{x_1} \sin \varphi_1 \quad \text{. . . . . . 11)}$$

und ebenso ϱ aus 9).

Durch Einsetzen von 8) in 5) oder in 7) erhält man:

$$\frac{p}{q} \cdot \dot{\varphi} = \varepsilon \mathfrak{H} \quad \text{. . . . . 12)}$$

Nun ist:

$$q^2 = \varrho^2 \dot{\varphi}^2 + \dot{y}^2,$$

wofür man mit genügender Annäherung setzen kann [1]):

$$q = \varrho \dot{\varphi} \quad \text{. . . . . 13)}$$

Folglich:

$$p = \varepsilon \mathfrak{H} \varrho = \varepsilon \mathfrak{H} \frac{x_1}{2 \sin \varphi_1} \quad \text{. . . . . . . 14)}$$

---

[1]) l. c. S. 527.

Die Impulsgröße p eines jeden Elektrons ist also unabhängig von der Zeit und läßt sich, ohne auf eine spezielle Theorie einzugehen, aus der magnetischen Ablenkung $\bar{z}$ berechnen.

Da p unabhängig von der Zeit t ist, so folgt das nämliche für die Geschwindigkeit q und nach 12) für die Winkelgeschwindigkeit $\dot{\varphi}$. Der Winkel φ ist also linear von der Zeit t abhängig.

§ 4. Elektrische Ablenkung.

Aus 6) folgt zunächst:

$$\frac{p}{q}\frac{d^2y}{d\varphi^2}\cdot\dot{\varphi}^2 = \varepsilon\mathfrak{E}_m$$

und daraus nach 12) und 13)

$$\frac{d^2y}{d\varphi^2} = \frac{\varrho}{q}\frac{\mathfrak{E}_m}{\mathfrak{H}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 15)$$

Durch diese Differentialgleichung und durch die Bedingung, daß für $\varphi = \varphi_0$ $(x = 0)$ und für $\varphi = \varphi_1$ $(x = x_1)$ $y = 0$ ist, wird y als Funktion von φ bestimmt.

Zwischen Strahlenquelle und Diaphragma ist wegen 1) und wegen:

$$\xi = \varrho \sin\varphi$$
$$\mathfrak{E}_m(-\varphi) = \mathfrak{E}_m(+\varphi).$$

Die Kurve verläuft also hier symmetrisch in der Weise, daß:

$$y_{-\varphi} = y_{+\varphi} \quad \text{und} \quad \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{-\varphi} = -\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{+\varphi}.$$

Die Integration der Differentialgleichung 15) ergibt:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} - \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_0} = \frac{\varrho}{q}\cdot\frac{1}{\mathfrak{H}}\int\limits_{\varphi_0}^{\varphi_1}\mathfrak{E}_m\,d\varphi\cdot$$

oder, da $\varphi_0 = -\varphi_1$:

$$\left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_{\varphi_1} = \frac{\varrho}{q\mathfrak{H}}\int\limits_0^{\varphi_1}\mathfrak{E}_m\,d\varphi.$$

Zwischen Diaphragma und Platte ist $\mathfrak{E}_m = 0$, also:

$$\frac{dy}{d\varphi} = const = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1,$$

und, durch abermalige Integration dieser letzten Gleichung:

$$\bar{y} = \left(\frac{dy}{d\varphi}\right)_1 \cdot (\varphi_2 - \varphi_1) = \frac{\varrho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_m d\varphi \quad . \quad 16)$$

Das hier vorkommende Integral ergibt sich, wenn man bedenkt, daß nach 2) für:

$$0 < \varphi < \varphi' \qquad \mathfrak{E}_1 = 1$$

$$\varphi' < \varphi < \varphi_1 \qquad \mathfrak{E}_1 = \varkappa - \lambda \varrho \sin \varphi,$$

wobei

$$\varrho \sin \varphi' = \xi' = 0{,}593 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 17)$$

Dann folgt:

$$\int_0^{\varphi_1} \mathfrak{E}_1 d\varphi = \varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda \varrho (\cos \varphi' - \cos \varphi_1)$$

und mit Einführung von $\mathfrak{E}_m$ aus 3):

$$\bar{y} = \frac{25 \,.\, 10^{10}}{0{,}1242} \cdot \frac{\varrho(\varphi_2 - \varphi_1)}{q\mathfrak{H}} \cdot \{\varphi' + \varkappa(\varphi_1 - \varphi') - \lambda\varrho(\cos\varphi' - \cos\varphi_1)\} \quad . \; . \; . \quad 18)$$

§ 5. Verschiedene Theorien.

Der Zusammenhang zwischen der elektrischen Ablenkung $\bar{y}$ und der magnetischen Ablenkung $\bar{z}$ wird bedingt durch die Abhängigkeit der Impulsgröße p von der Geschwindigkeit q, und diese ist gegeben durch den Ausdruck des kinetischen Potentials H als Funktion von q, welcher für die einzelnen Theorien verschieden lautet. Ich habe die Rechnungen nur für diejenigen beiden Theorien durchgeführt, welche bis jetzt die meiste Ausbildung erfahren haben: die ABRAHAMsche[1]), wonach das Elektron die Form einer starren Kugel hat, und die LORENTZ-EINSTEINsche[2]), wonach das „Prinzip der Relativität" genaue Gültigkeit besitzt. Zur Abkürzung werde ich im folgenden die erste Theorie als „Kugeltheorie", die zweite als „Relativtheorie" bezeichnen. Dann ist nach der Kugeltheorie, einerlei ob Volumenladung oder Flächenladung angenommen wird, da es sich hier nur um quasistationäre Bewegungen handelt, das kinetische Potential:

---

[1]) M. ABRAHAM, Ann. d. Phys. (4) 10, 105, 1903.

[2]) H. A. LORENTZ, Versl. Kon. Akad. v. Wet. Amsterdam 1904, S. 809. A. EINSTEIN, Ann. d. Phys. (4) 17, 891, 1905. Vgl. auch H. POINCARÉ, C. R. 140, 1504, 1905.

$$H = -{}^3/_4\,\mu_0 c^2 \left(\frac{c^2 - q^2}{2qc} \log \frac{c+q}{c-q} - 1\right) \quad . \; . \quad 19)$$

(μ_0 die Masse des Elektrons für $q = 0$). Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = {}^3/_4 \frac{\mu_0 c^2}{q} \left(\frac{c^2 + q^2}{2qc} \log \frac{c+q}{c-q} - 1\right) \quad . \quad 20)$$

Dagegen nach der Relativtheorie [1]):

$$H = -\mu_0 c^2 \left(\sqrt{1 - \frac{q^2}{c^2}} - 1\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 21)$$

Folglich:

$$p = \frac{\partial H}{\partial q} = \frac{\mu_0 q c}{\sqrt{c^2 - q^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 22)$$

Führt man mit Herrn KAUFMANN die beiden Größen β und u ein:

$$\beta = \frac{q}{c} \qquad \text{und} \qquad u = \frac{\mu_0 c}{p} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad 23)$$

so ergibt sich nach der Kugeltheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta} \left(\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) \quad . \; . \; . \; . \quad 24)$$

und nach der Relativtheorie:

$$\frac{1}{u} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 25)$$

Mit Einführung von u statt p geht die Gleichung 14) für die magnetische Ablenkung über in:

$$u = \frac{\mu_0}{\varepsilon} \cdot \frac{2c \sin \varphi_1}{x_1 \mathfrak{H}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 26)$$

§ 6. Zahlenwerte.

Die Vergleichung der beobachteten mit den theoretischen Werten habe ich in der Weise ausgeführt, daß für jede gemessene magnetische Ablenkung $\bar{z}$ nach jeder der beiden Theorien der entsprechende Wert der elektrischen Ablenkung $\bar{y}$ berechnet und mit dem beobachteten Werte verglichen ist. Dementsprechend enthält die folgende Tabelle in der ersten Spalte die magnetische Ablenkung $\bar{z}$ nach der KAUFMANNschen Tabelle VI (l. c. S. 524), die zweite Spalte die dazugehörigen aus 10) berechneten Werte

[1]) Z. B. M. PLANCK, Verh. D. Phys. Ges. 8, 140, 1906.

des Winkels φ_1 in Graden, die dritte Spalte den aus 26) folgenden Wert von u, wobei für das Verhältnis von Ladung ε zur Masse μ_0 der von Herrn KAUFMANN (l. c. S. 551) aus der SIMONschen Zahl 1,865 . 10^7 extrapolierte, für alle Theorien gültige Wert:

$$\frac{\varepsilon}{\mu_0} = 1,878 . 10^7 \quad \text{27)}$$

benutzt ist. Die vierte und sechste Spalte enthält die nach 24) und 25) aus u berechneten Werte von $\beta = \frac{q}{c}$, die fünfte und siebente Spalte die daraus nach 18) folgenden Werte von $\bar{y}$, wobei die dazu nötigen φ' und φ_2 aus 17) und 11) entnommen sind; endlich die achte Spalte die „beobachteten" Werte von $\bar{y}$ nach der KAUFMANNschen Tabelle VI.

Beobachtet			Kugeltheorie		Relativtheorie		Beobachtet
$\bar{z}$	φ_1	u	β	$\bar{y}$	β	$\bar{y}$	$\bar{y}$
0,1354	1,977°	0,3871 (0,3870)	0,9747	0,0262 (0,0262)	0,9326	0,0273 (0,0274)	0,0247
0,1930	2,810	0,5502 (0,5502)	0,9238	0,0394 (0,0394)	0,8762	0,0415 (0,0415)	0,0378
0,2423	3,517	0,6883 (0,6881)	0,8689	0,0526 (0,0526)	0,8237	0,0555 (0,0554)	0,0506
0,2930	4,237	0,8290 (0,8286)	0,8096	0,0682 (0.0682)	0,7699	0,0717 (0,0717)	0,0653
0,3423	4,925	0,9634 (0,9630)	0,7542	0,0853 (0,0855)	0,7202	0,0893 (0,0895)	0,0825
0,3930	5,623	1,100 (1,099)	0,7013	0,1054 (0,1055)	0,6728	0,1099 (0,1099)	0,1025
0,4446	6,325	1,236 (1,234)	0,6526	0,1280 (0,1281)	0,6289	0,1328 (0,1328)	0,1242
0,4926	6,962	1,360 (1,358)	0,6124	0,1511 (0,1512)	0,5924	0,1562 (0,1561)	0,1457
0,5522	7,735	1,510 (1,506)	0,5685	0,1823 (0,1822)	0,5521	0,1878 (0,1874)	0,1746

Um zunächst einen Vergleich meiner Berechnungsmethode mit der von Herrn KAUFMANN angewandten zu ermöglichen, habe ich unter die Werte von u, sowie unter die theoretischen Werte von $\bar{y}$ in Klammern diejenigen Zahlen gesetzt, welche sich für die

nämlichen Größen ergeben, wenn man mit Herrn KAUFMANN nicht von den beobachteten Werten $\bar{z}$, sondern von den auf „unendlich kleine Ablenkung reduzierten“ Werten z' (l. c. Tabelle VII, S. 529) ausgeht, aus diesen mittels der KAUFMANNschen Gleichungen 14) und 17) u berechnet, das dazugehörige $v = \frac{u}{\beta}$ nach jeder der beiden Theorien bestimmt, und dann mittels der KAUFMANNschen Gleichung 18) zu y' übergeht. Daraus ergibt sich dann $\bar{y}$ nach der KAUFMANNschen Gleichung 12). Bei dieser Berechnung sind für die KAUFMANNschen Konstanten A und B natürlich nicht die „Kurvenkonstanten“, sondern die unabhängig von den Ablenkungsversuchen gemessenen „Apparatkonstanten“ zugrunde gelegt. Die Vergleichung der eingeklammerten mit den darüber stehenden Zahlen zeigt, daß die Resultate der KAUFMANNschen Berechnungsweise sich von denen der meinigen nur ganz unwesentlich unterscheiden, wodurch jede der beiden Methoden die andere in gewisser Weise stützt.

Was nun ferner den Vergleich der theoretischen Werte von $\bar{y}$ mit den beobachteten betrifft, so liegen, wie man sieht, die letzteren durchweg der Kugeltheorie näher als der Relativtheorie. Aber als eine definitive Bestätigung der ersten und Widerlegung der zweiten Theorie können dieselben nach meiner Meinung nicht gedeutet werden. Denn dazu wäre doch erforderlich, daß die Abweichungen der theoretischen Zahlen von den beobachteten für die Kugeltheorie klein sind gegen die für die Relativtheorie. Das ist aber durchaus nicht der Fall: im Gegenteil sind die Abweichungen der theoretischen Zahlen voneinander durchweg kleiner als die jeder theoretischen Zahl von der beobachteten.

Man könnte nun vielleicht vermuten, daß der Mangel an Übereinstimmung durch den benutzten Wert 27) für das Verhältnis $\varepsilon : \mu_0$ hervorgerufen ist, und daß durch eine passende Abänderung dieses Wertes eine genügende Übereinstimmung mit einer der beiden Theorien erzielt werden könnte. Dies läßt sich leicht folgendermaßen prüfen. Die Gleichung 18) ergibt, wenn man darin für $\bar{y}$ irgend einen beobachteten Wert einsetzt, den entsprechenden Wert der Geschwindigkeit $q = \beta c$ unabhängig von einer speziellen Theorie, und man kann hieraus für jede Theorie einzeln, nach 24) bzw. nach 25), den dazugehörigen

Wert von u, und dann aus 26) das Verhältnis $\varepsilon:\mu_0$ berechnen. Dies Verfahren ergibt aber nicht nur für keine der beiden Theorien konstante Werte für $\varepsilon:\mu_0$, sondern auch schon für β Zahlen, die von vornherein für jede Theorie unannehmbar sind. Dasselbe findet man natürlich auch bei der KAUFMANNschen Berechnungsmethode. Herr KAUFMANN[1]) gibt für die Ablenkungen y' und z' zwei Gleichungen, welche kombiniert lauten:

$$\beta = \frac{E}{cM} \cdot \frac{z'}{y'}.$$

Hierbei ist
$$\frac{E}{cM} = 0{,}1884$$

eine Apparatkonstante, unabhängig von dem Werte $\varepsilon:\mu_0$ und unabhängig von jeder speziellen Theorie. Setzt man nun aus Tabelle VII (S. 529) z. B. $z' = 0{,}1350$ und $y' = 0{,}0246$, so ergibt sich:

$$\beta = 0{,}1884 \cdot \frac{0{,}1350}{0{,}0246} = 1{,}034,$$

also von vornherein mit keiner der theoretischen Formeln verträglich.

Somit scheint nichts übrig zu bleiben als die Annahme, daß in der theoretischen Deutung der gemessenen Größen noch irgend eine wesentliche Lücke enthalten ist, welche erst ausgefüllt werden muß, ehe die Messungen sich zu einer definitiven Entscheidung zwischen der Kugeltheorie und der Relativtheorie verwerten lassen werden. Man könnte hier an verschiedene Möglichkeiten denken, von denen ich aber jetzt noch keine näher erörtern möchte, da mir die physikalischen Grundlagen für jede derselben zu unsicher scheinen.

§ 7. Unterschied der Theorien für Strahlen von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit.

Dagegen möchte ich einen anderen Punkt hier noch etwas ausführlicher zur Sprache bringen: das ist die Frage, in welchem Gebiete des „Strahlenspektrums" eine Entscheidung zwischen den gegenüberstehenden Theorien am ersten möglich sein wird. Es scheint nämlich die Ansicht ziemlich verbreitet zu sein, daß die größten Unterschiede der Theorien sich bei den schnellsten Strahlen finden. Diese Ansicht, welche offenbar dem Umstande

[1]) l. c. S. 529, Gleichung 14) und 15).

entspringt, daß die Impulsgrößen p, die sich nach den Gleichungen 20) und 22) für beide Theorien ergeben, um so mehr voneinander verschieden sind, je näher β an 1 heranrückt, ist jedoch irrtümlich; unter Umständen ist das gerade Gegenteil richtig. Denn bei den Messungen vergleicht man nicht die beobachteten Werte von p mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten von p bei bestimmten β, sondern man vergleicht etwa, wie bei den KAUFMANNschen Messungen, die beobachteten Werte der elektrischen Ablenkbarkeit mit den nach den Theorien zu erwartenden Werten der elektrischen Ablenkbarkeit, bei bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit, und das ist etwas ganz anderes.

Wenn man einen Elektronenstrahl durch seine magnetische Ablenkbarkeit charakterisiert, so heißt das, man legt ihm einen bestimmten Wert der Impulsgröße p bei; denn nach 14) ist p direkt bestimmt durch den Krümmungsradius ϱ. Zu einem bestimmten Werte von p, dem nach 23) auch ein bestimmter Wert von u entspricht, gehören aber nach den beiden Theorien verschiedene Werte von β. Bezeichnen wir sie mit β und β', wobei β für die Kugeltheorie, β' für die Relativtheorie gelten möge, so ist nach 24) und 25):

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta}\log\frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Hieraus folgt, daß stets:

$$\beta' < \beta.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit besitzt also nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

Betrachten wir jetzt die elektrische Ablenkbarkeit nach beiden Theorien. Die elektrische Ablenkung in einer bestimmten (nicht zu großen) Entfernung x ist, wie man direkt aus 6) findet, proportional dem Quotienten $\frac{u}{\beta}$. Die nach den beiden Theorien zu erwartenden elektrischen Ablenkbarkeiten unterscheiden sich also um die Differenz:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} > 0.$$

Ein Strahl von bestimmter magnetischer Ablenkbarkeit wird nach der Relativtheorie elektrisch stärker abge-

lenkt als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je größer die magnetische Ablenkbarkeit ist. Natürlich bezieht sich dieser Satz, wie auch die unten folgenden analogen Sätze, auf den absoluten, nicht auf den prozentischen Unterschied. Als Illustration hierzu können die in der obigen Tabelle nach beiden Theorien berechneten Werte von $\bar{y}$ dienen, deren Differenz mit wachsendem $\bar{z}$ zunimmt.

Für $u = 0$ (magnetische Ablenkung gleich Null) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = 0.$$

Für $u = \infty$ (magnetische Ablenkung gleich unendlich) ist:

$$\frac{u}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = 1/10.$$

Da nun eine experimentelle Entscheidung zwischen den beiden Theorien um so eher zu treffen sein wird, je weiter ihre Resultate auseinandergehen, so ist zu vermuten, daß Messungen der elektrischen Ablenkbarkeit, die zur Entscheidung zwischen den Theorien führen sollen, zweckmäßiger mit Kathodenstrahlen als mit Becquerelstrahlen anzustellen sind.

§ 8. Unterschied der Theorien für Kathodenstrahlen von bestimmtem Entladungspotential.

Wenn man zu den Ablenkungsversuchen homogene Kathodenstrahlen benutzt, so ist außer der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit noch ein drittes Merkmal eines Strahles meßbar: das Entladungspotential, und es erscheint dann zweckmäßig, durch den Wert des Entladungspotentials den Strahl direkt zu charakterisieren. In diesem Falle erhebt sich die Frage: Wie unterscheiden sich die Theorien hinsichtlich der magnetischen und hinsichtlich der elektrischen Ablenkbarkeit eines Strahles von bestimmtem Entladungspotential? Durch das Entladungspotential P Volt ist die Energie E eines Elektrons gegeben, da:

$$E = \varepsilon P . 10^8.$$

Nun ist für jede Theorie:

$$E = q\frac{\partial H}{\partial q} - H = qp - H,$$

also für die Kugeltheorie nach 19):

$$E = {}^3/_2\, \mu_0 c^2 \left(\frac{c}{2q} \log \frac{c+q}{c-q} - 1\right)$$

und für die Relativtheorie nach 21):

$$E = \mu_0 c^2 \left(\frac{c}{\sqrt{c^2 - q^2}} - 1\right).$$

Bezeichnen wir also die nach der letzten Theorie berechneten Größen wieder durch einen beigefügten Strich und führen wieder nach 23) β und u ein, so ist jetzt der Zusammenhang von β und β' durch die Gleichung ausgedrückt:

$$^3/_2 \left(\frac{1}{2\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right) = \frac{1}{\sqrt{1-\beta'^2}} - 1.$$

Ferner ist, wie früher:

$$\frac{1}{u} = \frac{3}{4\beta}\left(\frac{1+\beta^2}{2\beta} \log \frac{1+\beta}{1-\beta} - 1\right)$$

$$\frac{1}{u'} = \frac{\beta'}{\sqrt{1-\beta'^2}}.$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich folgende Resultate:

1. Für die Geschwindigkeit ist:

$$\beta' < \beta,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere Geschwindigkeit als nach der Kugeltheorie.

2. Für die magnetische Ablenkbarkeit ist:

$$u' < u,$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine kleinere magnetische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie. Der Unterschied verschwindet für unendlich große und für unendlich kleine Entladungspotentiale, er ist ein Maximum für das Entladungspotential $P = 3{,}2 . 10^5$ Volt ($\beta = 0{,}834$). Bei der praktischen Größe dieser Zahl wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen der Unterschied der Theorien um so größer wird, zu je höheren Entladungspotentialen man fortschreitet.

3. Für die elektrische Ablenkbarkeit ist:

$$\frac{u'}{\beta'} \gtrless \frac{u}{\beta} \quad \text{für} \quad P \lessgtr 1{,}1 . 10^6 \text{ Volt} \left(\beta \lessgtr 0{,}987\right),$$

d. h. ein Strahl von bestimmtem Entladungspotential besitzt nach der Relativtheorie eine größere, ebensogroße oder kleinere elektrische Ablenkbarkeit als nach der Kugeltheorie, je nachdem das Entladungspotential kleiner, ebensogroß oder größer ist als $1,1 . 10^6$ Volt. Daher wird man sagen dürfen, daß innerhalb der zurzeit ausführbaren Messungen die elektrische Ablenkbarkeit eines solchen Strahles nach der Relativtheorie stets größer ist als nach der Kugeltheorie, und zwar ist der Unterschied um so größer, je kleiner das Entladungspotential ist.

Für $P = 0$ $(\beta = \beta' = 0)$ wird speziell:

$$\frac{u'}{\beta'} - \frac{u}{\beta} = {}^1/_{20}.$$

Gleichzeitige Messungen des Entladungspotentials, der magnetischen und der elektrischen Ablenkbarkeit von Kathodenstrahlen sind bekanntlich von H. STARKE[1]) ausgeführt worden. Möglicherweise lassen sich schon diese mit zu einer Prüfung der beiden Theorien verwerten. Ich fand aber bisher nicht Gelegenheit, auf diese Frage näher einzugehen.

---

[1]) H. STARKE, Verh. D. Phys. Ges. 5, 241, 1903.

Die Spektralanalyse des Eigenlichtes von Radiumbromidkristallen;

von F. Himstedt und G. Meyer.

(Vorgetragen von G. Meyer in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Die folgenden Mitteilungen beschreiben die Fortsetzung der Untersuchungen, über welche der eine von uns (F. H.) auf dem internationalen Kongreß zum Studium der Radiologie in Lüttich vorgetragen hat. Benutzt wurde zu den Versuchen der früher gebrauchte Quarzspektrograph, in dessen Spalt mit Klebwachs drei Kristalle von $RaBr_2$ so befestigt waren, daß sie zwischen sich zwei Zwischenräume frei ließen. Die Kollimatorlinse war in das Spaltrohr luftdicht eingekittet, und dieses war mit einem ebenfalls luftdicht aufgekitteten Glasrohr umgeben, welches dem Spalt gegenüber ein Quarzfenster besaß. Das Glasrohr und zugleich das ganze Spaltrohr konnte durch ein mit einem Hahn versehenes Ansatzstück evakuiert werden. Der Spektrograph stand in einem verschlossenen Kasten aus Weißblech, welcher dem Spaltrohr gegenüber ein Quarzfenster besaß; durch dieses wurde mittels einer Quarzzylinderlinse ein Bild von den Kapillaren eines mit Luft gefüllten Geisslerschen Rohres auf dem Spalte entworfen und die Aufnahme des Stickstoffspektrums als Vergleichsspektrum ermöglicht. Der Spektrograph war mit dem Kasten metallisch verbunden und dieser wiederum durch die Gasleitung zur Erde abgeleitet.

Das Spektrum des Eigenlichtes der $RaBr_2$-Kristalle wurde mit Expositionszeiten von 7 bis 10 Tagen photographiert, während das Kollimatorrohr mit CO_2, CO, H, Luft und He gefüllt war. Die Gase waren getrocknet und das Spaltrohr mittels der Hg-Pumpe wiederholt evakuiert und mit dem betreffenden Gase gespült.

In allen Gasen tritt das kontinuierliche Spektrum des Phosphoreszenzlichtes der Kristalle auf, welches sich in den Spektrogrammen, entsprechend der Zahl der Kristalle, als drei parallele, durch klare Zwischenräume getrennte Streifen kenntlich macht, deren Breite durch die Ausdehnung der Kristalle bedingt ist. In zwei Gasen, in Stickstoff (Luft) und Helium, erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum Banden, welche senkrecht zu den drei Streifen das ganze Gesichtsfeld, also auch den Zwischenraum zwischen den parallelen Streifen durchziehen und damit anzeigen, daß das Gas in der Umgebung der Kristalle leuchtend geworden ist. Dieses Leuchten konnte auf einem Spektrogramm bis in eine Entfernung von 5 mm von einem 0,9 mm langen Kristalle verfolgt werden.

Wiederholte Versuche haben uns gezeigt und andere Forscher haben dies bestätigt, daß der in der Umgebung der $RaBr_2$-Kristalle leuchtende Stickstoff das Bandenspektrum des N emittiert, wie es in einem GEISSLERschen Rohre erscheint. Mit Helium ist erst ein Versuch angestellt, und wir können unsere Angaben nur mit Vorbehalt machen. Das Gas war aus Cleveït dargestellt, gereinigt und vor der Benutzung durch spektralanalytische Untersuchung als frei von Stickstoff befunden. In dem Spektrogramm erscheinen außer dem kontinuierlichen Spektrum drei schwache, das ganze Feld durchziehende Linien, deren stärkste annähernd die Wellenlänge 403 hat, also unter den Bedingungen des Versuchs wohl als die Heliumlinie 402,6 anzusprechen ist. Die geringe Intensität der anderen Linien gestattete keine Schätzung der Wellenlänge. Mit Sicherheit kann man aber angeben, daß Stickstoffbanden nicht auftreten. Stickstoffbanden wurden auch nicht gefunden, als die $RaBr_2$-Kristalle sich in CO_2, CO und H befanden. Es werden also zur Emission ultravioletten Lichtes durch $RaBr_2$ nur N und He angeregt, nicht dagegen CO_2, CO, H.

Diese Eigenschaft steht nicht in Zusammenhang mit der Fähigkeit der Gase, in GEISSLERschen Röhren leicht „anzusprechen“, denn CO, welches in den geringsten Spuren sich spektralanalytisch bemerkbar macht, wird von $RaBr_2$ nicht erregt.

Die Lichtemission kann auch nicht hervorgerufen sein von einer Glimmlichtentladung, welche etwa dadurch entsteht, daß die $RaBr_2$-Kristalle spontan eine elektrische Ladung annehmen.

Zunächst ist dieser Vorgang unwahrscheinlich, denn die Kristalle liegen angepreßt an die Backen des zur Erde abgeleiteten Spaltes. Wir haben ferner mittels eines Quarzspektrographen das Spektrum einer durch eine Elektrisiermaschine erzeugten Glimmentladung zwischen zwei Metallspitzen in verschiedenen Gasen photographiert und gefunden, daß in H nur die beiden Spitzen leuchten, während in Luft und CO das Bandenspektrum auch in dem Raume zwischen den Spitzen erscheint. Das Glimmlicht erregt Luft und H in derselben Weise wie die $RaBr_2$-Kristalle, während dagegen das Verhalten dieser Agentien gegen CO ein verschiedenes ist.

Wir glauben aber durch die folgenden Argumente erweisen zu können, daß wir mit einer Wirkung der α-Strahlen auf die Gase zu tun haben.

1. Versuche von B. Walter, deren Resultate mit von uns vorgenommenen übereinstimmen, ergeben, daß Platten, auf denen Radiotellur niedergeschlagen ist, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums veranlassen.

2. Radiumemanation, mit Luft gemischt, bringt den Stickstoff zur Emission des Bandenspektrums. In einer etwa $^1/_2$ Liter fassenden Glasflasche befand sich bis zu zwei Drittel der Höhe Wasser, in dem etwas $RaCO_3$ suspendiert war. Nach einigen Monaten hatte sich in dem Luftraum viel Ra-Emanation gesammelt, und die ganze Flasche leuchtete stark. Ein Spektrogramm dieses Lichtes, so aufgenommen, daß die obere Hälfte des Spaltes sich vor dem Luftraum, die untere vor dem Flüssigkeitsraum befand, erwies das Spektrum des Flüssigkeitslichtes kontinuierlich, während in dem Lichte des Luftraumes die N-Banden auftraten.

3. In ein Glasrohr wurden etwa 20 mg $RaBr_2$ mit H_2O eingebracht. Die entwickelten Gase entwichen mit der Emanation durch ein aufgesetztes, oben geöffnetes enges Quarzrohr. Das Spektrum der Emanation in dem Quarzrohr zeigte die Stickstoffbanden.

Nach diesen Experimenten bringen Stoffe, welche nur α-Strahlen aussenden, wie Radiotellur und Ra-Emanation, den Stickstoff zur Emission seines Bandenspektrums. Vereinigen wir diese Resul-

tate mit der Angabe von Lord und Lady HUGGINS, daß die β-Strahlen nicht das Sticktoffbandenspektrum verursachen, da die Wirkung der $RaBr_2$-Kristalle auf N durch Glas abgeschnitten wird, so ist das Resultat gewonnen, daß die α-Strahlen N und wahrscheinlich auch He zum Leuchten erregen, auf H, CO_2, CO aber nicht die gleiche Wirkung ausüben.

Freiburg i. B., Physikalisches und Physikalisch-chemisches Institut, 15. September 1906.

Strahlungsenergie von Radium;
von J. Precht.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Die bisher unentschiedene Frage, ob die Energie der von Radium mit elektrischer Ladung abgeschleuderten Teilchen ein merklicher Bruchteil der ganzen nach außen abgegebenen, durch die entwickelte Wärme meßbaren Energie ist, habe ich mit einer möglichst vollkommenen Anordnung des Eiskalorimeters von neuem der Untersuchung unterzogen. Dazu dienten 25 mg von Kristallwasser befreites und längere Zeit ausgeruhtes Radiumbromid, das in diesem Zustande als ein einheitlicher und wohl definierter Körper angesehen werden darf. Das Radium wurde zunächst für sich allein, in späteren Versuchen mit einer Bleiumhüllung von bestimmter Dicke in das Kalorimeter gebracht und die erzeugte Wärme gemessen.

Das Kalorimeter war nach Art eines Dewarschen Gefäßes mit einem Vakuummantel versehen, um es gegen äußere Störungen nach Möglichkeit zu schützen. Trotz der dadurch in den anwendbaren Bleidicken gegebenen Beschränkung wurden die Abmessungen des Kalorimeters klein gewählt, da sonst ganz unkontrollierbare Wärmeleitungseinflüsse die Ergebnisse unsicher machen. Bei der Behandlung des Kalorimeters sind alle besonders von Dieterici gesammelten Erfahrungen benutzt worden. Die Wärme wurde nach der Methode der Wägung der eingesogenen Quecksilbermengen ermittelt. Das ganze Kalorimeter einschließlich seiner zwei Eismäntel, der saugenden Kapillaren und des Wägegläschens war in einen großen Eisschrank vollständig eingebaut.

Trotz aller Vorsicht hat in Anbetracht der kleinen zur Verfügung stehenden Radiummenge nur eine Genauigkeit von 1 Proz. erzielt werden können. Das ist indessen völlig hinreichend, um die wesentlichen Versuchsergebnisse doch klar hervortreten zu lassen. Diese Ergebnisse sind, kurz zusammengefaßt, folgende:

Kristallwasserfreies Radiumbromid gibt eine Wärmemenge, die, auf die Stunde und 1 g Radium berechnet, 122,2 Kalorien beträgt. Diese Wärmemenge erfährt eine deutliche Zunahme, wenn man das Radiumpräparat in Blei einschließt. Bei einer Bleidicke von rund 1 mm ist die erzeugte Wärme 126,9 Kalorien. Bei einer Bleidicke von rund 3 mm hat sie mit 134,4 Kalorien ein Maximum erreicht. Weitere Steigerung der Bleidicke läßt die Wärmemenge dann unverändert.

Hieraus folgt, daß durch Absorption in Blei ein Strahlungsanteil mit dem Energiewert 12,2 Kalorien pro Gramm Radium und Stunde in Wärme verwandelt werden kann. Da elektrische und chemische Wirkungen mannigfacher Art auch oberhalb der gefundenen Bleidickengrenze zu beobachten sind, so würde deren Energiewert, nach der Fehlergrenze des Kalorimeters berechnet, kleiner sein müssen als ein Zehntel Kalorie in der Stunde.

Auf Grund der gefundenen Tatsache läßt sich eine schärfere Trennung zwischen β- und γ-Strahlen durchführen, als sie bisher möglich war. Als γ-Strahlung würde man zweckmäßig alles das bezeichnen, was durch 3 mm dickes Blei noch hindurchgeht. Wahrscheinlichkeitsgründe sprechen dafür, daß man bei weitem den größten Teil der ohne Bleiabsorption beobachteten Energie als die kinetische Energie der beim Radiumzerfall fortgeschleuderten α-Strahlenteilchen aufzufassen hat.

Die Gesamtmasse der in der Stunde abgeschleuderten β-Strahlenteilchen, wenn man ihre mittlere Geschwindigkeit zu $2,5 \times 10^{10}$ cm/sec annehmen will, ergibt sich zu $1,6 \times 10^{-12}$ g.

Bemerkenswert ist ferner, daß die durch elektrische Selbstaufladung bestimmten Absorptionskoeffizienten von Blei nach Paschens Messungen für Bleidicken größer als 3,5 mm nahe konstant und sehr klein sind.

Vergleiche der erhaltenen Wärmeabgabe des Bromradiums mit früheren ähnlich bestimmten Werten nötigen zu der Folgerung, daß im kristallisierten Radiumbromid wahrscheinlich Mischungen zweier Formen vorliegen, von denen die eine zwei, die andere sechs Moleküle Kristallwasser enthält.

Über die Absorption der β-Strahlen des Radiums[1]; *von Heinrich Willy Schmidt.*

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Die Absorption der von einer radioaktiven Substanz ausgehenden β-Strahlen mißt man gewöhnlich so, daß man die Ionisation in einem abgeschlossenen Luftraum bestimmt, nachdem die Strahlen verschieden dicke Filter durchsetzt haben. Am einfachsten benutzt man hierbei ein allseitig geschlossenes Blattelektrometer, bei dem an Stelle des Deckels Filter aufgelegt werden. Über diesen Filtern befindet sich die radioaktive Substanz. Aus der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens schließt man auf die Stärke der Ionisierung, bzw. auf die Intensität der Strahlung.

Wenn man derartige Messungen mit einem festen Radiumpräparat, z. B. Radiumbromid, machen wollte, so wird man kaum zu übersichtlichen Gesetzen kommen können, da in einem solchen Präparat außer Radium dessen sämtliche Zerfallsprodukte vorhanden sind. Von wenigstens dreien dieser Zerfallsprodukte, nämlich *RaB*, *RaC* und *RaE*, werden β-Strahlen ausgesandt. Da wir durchaus nicht wissen, ob diese Strahlen völlig gleichwertig sind, wird es uns darauf ankommen, jedes der β-strahlenden Produkte aus dem ursprünglichen Präparate zu isolieren.

In den hier vorliegenden Untersuchungen habe ich mich auf die von *RaB* und *RaC* ausgehenden β-Strahlen beschränkt. Eine Mischung dieser beiden radioaktiven Produkte kann man verhältnismäßig leicht erhalten. Bringt man nämlich in ein emanationshaltiges Gefäß ein Blech oder sonst einen festen Körper,

---

[1]) Der hier abgedruckte Vortrag ist in seinem Inhalt identisch mit Teil 7 der Arbeit: „Über den Zerfall von *RaA*, *B* u. *C*, 2. Mitteilung“, die in einem der nächsten Annalenhefte erscheint [Ann. d. Phys. (4) 21, 1906].

so bildet sich darauf ein sehr dünner aktiver Niederschlag, der aus den drei Radioelementen *RaA*, *RaB* und *RaC* besteht. Da *RaA* sehr schnell in *RaB* zerfällt, so ist etwa $1/_2$ Stunde nach Beendigung der Aktivierung praktisch nur noch *RaB* und *RaC* auf dem exponierten Körper vorhanden.

Aus diesem Gemisch können wir nach v. LERCH[1]) auf eine einfache Methode *RaC* absondern, und zwar können wir es als sehr dünnen Niederschlag auf einem *Cu*-Blech erhalten. Mit einem derartig aktivierten *Cu*-Blech kann man nun Absorptionsbestimmungen nach der vorhin beschriebenen Methode vornehmen. Man legt also das Blech unter Zwischenschaltung von Filtern an Stelle des Deckels auf das Elektrometer und bestimmt die Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens bei verschiedenen Filterdicken. Als Filter wurden Aluminiumfolien oder Aluminiumbleche benutzt. Bei diesen Beobachtungen muß man berücksichtigen, daß *RaC* ziemlich schnell zerfällt. Da wir jedoch die Halbwertszeit von *RaC* recht genau kennen — sie ist nach v. LERCH 19,5 Min. —, können wir das Abklingen der aktiven Materie leicht in Rechnung ziehen, so daß wir allgemein vergleichbare Resultate erhalten. Natürlich müssen wir bei diesen Vergleichsmessungen der Strahlungsintensität bei einer bestimmten Filterdicke einen willkürlichen Wert erteilen.

Die so gefundenen Resultate sind aus der beigedruckten Tabelle Zeile 5 und aus der Figur ersichtlich. In der Figur ist als Abszisse die Filterdicke *d* und als Ordinate der Logarithmus der Strahlungsintensität eingetragen.

Ehe wir auf die mit *RaC* gefundenen Werte näher eingehen, wollen wir besprechen, wie die Absorptionsmessungen mit *RaB* durchgeführt sind. Auch *RaB* kann man durch chemische Methoden isolieren. Doch nützt uns das nicht viel, da *RaB* verhältnismäßig schnell, nämlich mit einer Halbwertszeit von 26,7 Min., zerfällt, und unsere Versuche deshalb gleich durch das entstehende *RaC* gestört werden.

Wir können jedoch die Absorption des Strahlungsgemisches bestimmen, das von dem aktiven Niederschlag *RaB* + *RaC* ausgeht.

[1]) Wien. Ber. 115 [2a], 197, 1906.

Filterdicke	J_B		Filterdicke	J_C	
	beobacht.	berechn.	mm	beobacht.	berechn.
0 Blatt	1200	1190	0	—	74
3 „	550	492	0,05	60,1	61,2
6 „	196	215	0,10	47,6	50,9
8 „	135	152	0,20	35,0	36,3
9 „	88,5	127	0,29	26,9	27,9
10 „	100	109	0,39	20,9	21,3
11 „	78,6	95	0,51	16,7	16,2
12 „	83,2	84	0,61	14,4	13,3
14 „	76	72	0,70	11,9	11,2
27 „ [1])	41,9	41,2	0,8	9,8	9,50
0,2 mm	17,9	19,3	1,03	6,55	6,90
0,3 „	9,5	9,5	1,55	3,22	3,30
0,4 „	5,4	5,0	2,03	1,74	1,75
0,5 „	2,9	2,9	2,55	0,93	0,90
0,6 „	1,90	1,83	3,05	0,48	0,46
0,7 „	1,20	1,31	3,55	0,24	0,24
0,8 „	0,79	1,02	4,05	0,14	0,13
1,0 „	0,72	0,71			
1,5 „	0,39	0,35			
2,0 „	0,24	0,18			

Durch Hilfsmessungen, auf die an dieser Stelle nicht eingegangen werden kann, war es möglich, aus der gesamten β-Strahlungsintensität die auf *RaB* und *RaC* gesondert fallende Strahlung zu ermitteln.

Die mit *RaB* gefundenen Resultate sind in dieselbe Tabelle und Figur eingetragen, wie die vorhin mit *RaC* erhaltenen Werte. Die Zahlen der Reihe 2 und 5 in der Tabelle sind direkt miteinander vergleichbar, ebenso ist der Maßstab in der Figur für die beiden Versuchsreihen der gleiche. Übrigens sind die bei sehr geringen Filterdicken mit *RaB* gefundenen Werte in der Figur nicht eingetragen, weil bei dem benutzten Abszissenmaßstab die einzelnen Punkte zu nahe aneinanderrücken würden.

Wenn wir diese beiden Kurven betrachten, so fällt uns auf, daß die Kurvenpunkte innerhalb gewisser Filterdicken auf einer Geraden liegen. Die β-Strahlen werden also innerhalb

[1]) 27 Blatt = 0,1 mm.

dieser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert. Ein derartiges Exponentialgesetz gilt nun für die Absorption der von Uran und Actinium ausgehenden β-Strahlen, wie durch verschiedene Messungen im RUTHERFORDschen Institut festgestellt ist[1]).

Man hat dieses Gesetz so gedeutet, daß von Ur und Ac homogene β-Strahlen ausgesandt werden. Ob man diese Annahme notwendigerweise machen muß, soll hier unerörtert bleiben. Entschieden steht die Tatsache fest, daß bestimmte β-Strahlgruppen nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Wir haben vorhin gesehen, daß die β-Strahlen vom Radium innerhalb gewisser Filterdicken nach einem reinen Exponentialgesetz absorbiert werden. Ist das nicht auch so zu erklären, daß unter der Gesamtheit der β-Strahlen eine bestimmte Gruppe mit konstantem Absorptionskoeffizienten sich befindet? Ja, können wir nicht noch einen Schritt weiter gehen und die Gesamtwirkung der β-Strahlen durch Annahme einiger weniger β-Strahlgruppen mit konstantem Absorptionskoeffizienten erklären? Dann müßte sich also die Strahlungsintensität I nach der Formel darstellen lassen:

$$I = a_1 . e^{-\gamma_1 d} + a_2 . e^{-\gamma_2 d} + \cdots$$

wo d die Filterdicke, e die Basis des natürlichen Logarithmus und a und γ bestimmte Konstanten bedeuten. Ich habe die Rechnung durchgeführt für die $Ra B$-Strahlen nach der Gleichung:

$$I_B = 1100 . e^{-890 d} + 88 e^{-80 d} + 2{,}5 . e^{-13{,}1 d}$$

und für die $Ra C$-Strahlen nach der Gleichung:

$$I_C = 49 e^{-53 d} + 25 . e^{-13{,}1 d}$$ [2]).

Die in der Figur ausgezogenen Linien sind nach diesen Gleichungen berechnet. Ebenfalls sind die danach berechneten Zahlenwerte in Zeile 3 bis 6 unserer Tabelle eingetragen. Im allgemeinen stimmen die beobachteten und berechneten Zahlen gut überein. Wenn Abweichungen vorhanden sind, so müssen wir

---

1) Vgl. T. GODLEWSKI, Phil. Mag. (6) 10, 375, 1905.

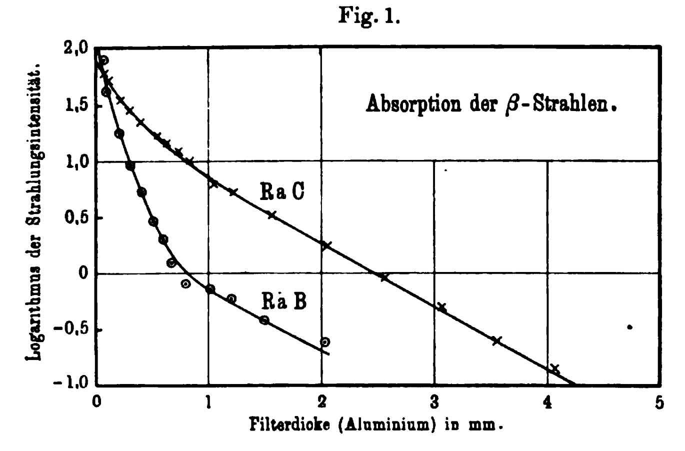
2) Die Einheit der Zahlenwerte im Exponenten ist cm^{-1}. Die Filterdicken, durch welche die Intensität der Strahlung jedesmal um die Hälfte herabgesetzt wird, sind für die einzelnen Gruppen bei den $Ra B$-Strahlen: 0,0078; 0,087 und 0,53 mm und bei den $Ra C$-Strahlen: 0,131 und 0,53 mm.

immer berücksichtigen, daß man zu den einzelnen Werten nicht direkt, sondern auf ziemlich umständliche Weise gelangt ist. Namentlich die für *Ra B* mit Filterdicken größer als 0,6 mm gefundenen Werte sind ziemlich ungenau.

Natürlich ist es selbst bei vorzüglichster Übereinstimmung zwischen Formel und Experiment sehr fraglich, ob die Verteilung der β-Strahlintensität auf zwei oder drei besondere Strahlgruppen wirklich eine physikalische oder nur eine rechnerische Bedeutung hat.

Aber, angenommen, daß es überhaupt verschiedene β-Strahlgruppen mit konstantem Absorptionskoeffizienten gibt — und das

Fig. 1.



dürfen wir wohl als sicher annehmen —, wie haben wir uns dann den Unterschied zwischen diesen Gruppen zu denken?

Die β-Strahlen sind nach unseren heutigen Anschauungen negative elektrische Elementarquanta, die mit großer Geschwindigkeit durch den Raum fliegen. Die Teilchen sind sämtlich wesensgleich: nur in ihrer Geschwindigkeit können sie sich voneinander unterscheiden. Teilchen mit großer Geschwindigkeit werden leichter durch Materie hindurchfliegen, also schwerer absorbiert werden, als Teilchen mit kleiner Geschwindigkeit[1]).

---

[1]) In der ausführlichen in den Annalen erscheinenden Arbeit sind Teil 6 Versuche mitgeteilt, aus denen hervorgeht, daß die *RaB*-Strahlen mit $\gamma = 80\,\mathrm{cm}^{-1}$ leichter ablenkbar sind, also geringere Geschwindigkeit besitzen, als die *Ra C*-Strahlen mit $\gamma = 13{,}1\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Die Beeinflussung der β-Strahlen durch Filter kann nun nicht, wie bei den α-Strahlen, lediglich in einer gleichmäßigen Geschwindigkeitsverminderung sämtlicher Teilchen bestehen. Denn dann müßte man die Gesetze, die für die weniger durchdringenden β-Strahlen gelten, aus dem Verhalten der durchdringendsten Strahlen ableiten können, nachdem diese eine bestimmte Filterdicke durchflogen haben. Das ist nicht der Fall, denn die einzelnen β-Strahlgruppen haben einen von der Filterdicke unabhängigen konstanten Absorptionskoeffizienten. Wir können also durch vorgeschaltete feste Filter nicht erreichen, daß sich Strahlen mit der größeren Durchdringungsfähigkeit in Strahlen geringerer Durchdringungsfähigkeit verwandeln. Da nun die Durchdringungsfähigkeit der β-Strahlen lediglich von ihrer Geschwindigkeit abhängen kann, so folgt aus der Konstanz des Absorptionskoeffizienten, daß die Teilchen beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit überhaupt nicht ändern. Das klingt im ersten Moment recht unwahrscheinlich. Und doch können wir uns durch verhältnismäßig einfache Annahmen ein derartiges Verhalten der β-Strahlen erklären. Eine Metallplatte wird sich mit ihren materiellen Atomen zu einem Elektron ungefähr so verhalten, wie mehrere hintereinander aufgestellte weitmaschige Drahtgitter zu einer kleinen Kugel. Sind Drahtgitter und Kugel vollkommen elastisch, so fliegt die Kugel durch die Drahtgitter hindurch, ohne daß sich ihre Geschwindigkeit ändert, nur ihre Richtung kann eine andere werden. Wenn sich Metallplatte und Elektron in „elastischer Beziehung“ — wenn man diese Begriffe auf unsere Verhältnisse übertragen darf — ähnlich wie Drahtgitter und Kugel verhalten, dann werden die Elektronen ihre Geschwindigkeit unverändert beibehalten, ihre Richtung jedoch wird sich ändern. Ein anfänglich paralleles Strahlenbündel wird zerstreut werden, es werden also nicht mehr so viele Teilchen in das Elektroskop gelangen wie vorher. Und die Anzahl der Teilchen, die nicht in das Elektroskop gelangen, wird bei gleichen Filterdicken jedesmal denselben Prozentsatz sämtlicher vorhandenen Teilchen ausmachen. Hieraus folgt dann ohne weiteres ein reines Exponentialgesetz für die in einer bestimmten Richtung durchgelassenen Strahlen.

Natürlich könnte man auch annehmen, daß ein Teil der β-Teilchen im Filter völlig zurückgehalten wird, die übrigen unbeeinflußt hindurchgehen. Am wahrscheinlichsten ist sogar die Annahme, daß Zerstreuung („scattering") und völlige Vernichtung einzelner Teilchen gleichzeitig stattfindet[1]).

Selbstverständlich soll mit diesen Erörterungen nur eine Erklärungsmöglichkeit für die experimentell gefundenen Tatsachen gegeben werden. Daß sich in Wirklichkeit alles so verhält, dafür haben wir vorläufig natürlich noch keine Anhaltspunkte. Darüber können hoffentlich Ablenkungsversuche im Magnetfelde, die bereits im Gange sind, näheren Aufschluß geben[2]).

---

[1]) Wir haben formal dasselbe, wie bei einer *radioaktiven Umwandlung:* Die Anzahl der aufgehaltenen *(zerfallenden)* Teilchen ist in der Einheit der Filterdicke *(Zeit)* proportional der Gesamtzahl der jeweils vorhandenen Teilchen.

[2]) Vgl. vorletzte Anmerkung.

Über die Radioaktivität einiger Mineralquellen Württembergs, nach den Untersuchungen von Herrn A. Heurung;

mitgeteilt von K. R. Koch.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Nachdem eine Reihe von Untersuchungen von Mineralquellen der Erde auf ihre Radioaktivität ausgeführt sind, lag es nahe, diese Untersuchung auch auf die zahlreichen Mineralquellen Württembergs auszudehnen. Es lag nicht in der Absicht, sämtliche Mineralquellen Württembergs der Untersuchung zu unterziehen, wir begnügten uns vielmehr, uns auf die bekannteren und namentlich die wegen ihrer behaupteten Heilwirkung berühmteren zu beschränken.

Die Untersuchung führte Herr Cand. math. A. Heurung nach den bekannten Methoden aus. Der Einfachheit und Bequemlichkeit ihrer Anwendung wegen wurde die von Engler und Sieveking angegebene Modifikation der Untersuchungsmethode von Himstedt benutzt, da ich mich durch Parallelversuche überzeugte, daß weder das direkte einfache Einfüllen in den Beobachtungsapparat, noch der schmale Luftspalt, der der Stange des Zerstreuungskörpers den Durchtritt in den Apparat gestattet (durch den also der Zerstreuungskörper von dem zur Erde abgeleiteten Beobachtungsapparat isoliert ist), irgendwie in Betracht kommende wesentliche Verluste des Emanationsgehaltes mit sich brachte.

Das zu untersuchende Wasser wurde von Herrn Heurung selbst in Flaschen mit Patentverschluß den Quellen entnommen, sofort nach Stuttgart transportiert und mit einigen Ausnahmen innerhalb 12 bis höchstens 24 Stunden nach der Entnahme untersucht. Für die Untersuchung wurde, da es sich um schwach radioaktive Wasser handelte, 1 Liter benutzt. Die Korrektur für

die induzierte Radioaktivität ist nicht anzubringen, da nach der Benutzung der Apparat mit inaktivem Wasser ausgespült wurde und mindestens 1 Tag lang offen stand; außerdem wurde für die Berechnungen jeweils nur die I. Beobachtungsreihe eines Satzes benutzt, vor der der Apparat eine längere Zeit unbenutzt und offen gestanden hatte; die zwei anderen Reihen dienten mehr dazu, etwaige grobe Fehler, die sich unbemerkt eingeschlichen haben konnten, aufzufinden; im ganzen ergaben aber die drei Reihen bis auf einige Prozente übereinstimmende Werte. Trotzdem glaube ich doch, daß eine Angabe dem Resultate des auftretenden Stromes in 1000 E. S. E. auf eine Dezimalstelle, also in zwei Ziffern hinreichend ist, da mehrere Versuche zeigten, daß die Radioaktivität einer Quelle sich zeitlich stark ändern kann, da, wie auch von anderer Seite schon bemerkt, die Beimischung von Tagwassern die Radioaktivität bedeutend herunterzusetzen vermag.

Es gibt deshalb die nachfolgende Tabelle durchaus keine absolute Gewähr dafür, daß tatsächlich die Mineralquellen genau in der Reihenfolge, in der sie in dem Verzeichnis aufgeführt sind, in bezug auf die Stärke ihrer Radioaktivität rangieren; im großen und ganzen dürfte jedoch diese Folge richtig sein.

Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E. S. E.	Name der Quelle	$i \cdot 10^3$ in E. S. E.
Göppinger Sauerbrunnen	3,1	Niedernauer Stahlquelle .	1,4
Mergentheimer Karlsquelle	2,4	Feinacher Hirschquelle .	1,1
Jebenhauser Quelle . . .	2,1	Berger Mineralwasser (Nenners Bad)	1,05
Liebenzell, Trinkquelle hinter dem unteren Bad	1,9	Niedernauer Bergquelle .	1,0
Liebenzell, Klein-Wildbad	1,85	Leuze (Inselbad)	0,7
Wildbad	1,85	Cannstatt, Kursaal . . .	0,55
Liebenzell, unteres Bad (im Hause)	1,7	Offenauer Salzbrunnen .	0,5
Quelle zwischen Faurndau und Jebenhausen . . .	1,5	Eyach-Sprudel	0,5
Göppinger Staufenbrunnen	1,4	Überkingen-Sprudel . .	0,5
		Göppinger Grundwasser .	0,5

Die außerdem noch untersuchten Quellen von Steinheim, die Schwefelquelle in den Kgl. Anlagen bei Stuttgart, die Quellen in

Bad Boll, in Beinstein, der Salzbrunnen in Hall usw., zeigten keine größere Radioaktivität als das Quellwasser, das aus dem laufenden offenen Brunnen im Hof der technischen Hochschule stammt.

Selbstverständlich ist bei den Zahlen der Tabelle der Normalverlust, etwa 15 Volt pro Stunde des Elektroskops (wenn also der Apparat mit 1 Liter destilliertem ausgekochten Wasser gefüllt war), überall in Abzug gebracht und auch die Restaktivität des Wassers mit 3 Proz. nach v. TRAUBENBERG und HIMSTEDT hinzugefügt.

Auch wurde in bekannter Weise die Natur der Radioaktivität durch Feststellung der Abklingungskurve von mir bestimmt; aus der Form der Kurve ist man berechtigt, auf Radioaktivität zu schließen; ob natürlich außerdem noch andere schnell abklingende Aktivität vorhanden ist, konnte bei diesen Versuchen nicht ermittelt werden, da die Untersuchungen immer erst einige Stunden nach der Entnahme aus der Quelle stattfanden. Auch die Beobachtung, daß die Aktivität des in den verkorkten Flaschen aufbewahrten Wassers in vier Tagen auf die Hälfte abnimmt, deutet auf Radioaktivität als Quelle der Emanation (vgl. C. R. 138, 1150, 1904, Arbeit von CURIE und LABORDE).

Aus den mitgeteilten Daten folgt, daß die Radioaktivität der von uns untersuchten Mineralquellen Württembergs sich im allgemeinen in bescheidenen Grenzen hält, die großen Werte anderer Mineralquellen, z. B. der Bütt- und Murquelle in Baden-Baden ($i.10^3$ = etwa 100 bzw. etwa 25 E. S. E.), der Quellen von Gastein (Elisabethenquelle $i.10^3$ = etwa 140. E. S. E., Grabenbäckerquelle $i.10^3$ = etwa 150. E. S. E.), werden bei weitem nicht erreicht.

Interessant mag es sein, daß diejenigen Quellen, die im Volk sich einer gewissen Beliebtheit erfreuen und auch von der Wissenschaft als heilkräftig angesehen werden, also von Göppingen, Mergentheim, Liebenzell, Wildbad, Niedernau, Teinach, die verhältnismäßig größte Radioaktivität besitzen.

Stuttg. Phys. Institut, Sept. 1906.

Über die lichtelektrische Ermüdung;
von W. Hallwachs.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 327.)

Die Vorgänge, welche sich bei den lichtelektrischen Erscheinungen in Gasen von Atmosphärendruck in den der Oberfläche der bestrahlten Körper am unmittelbarsten anliegenden Schichten abspielen, harren noch immer ihrer Aufklärung. Von der genaueren Einsicht in dieselben hängt sowohl die Erklärung der lichtelektrischen Ermüdung als auch diejenige des Grundversuchs der lichtelektrischen Entladung ab.

Für die erstere habe ich in einer früheren Arbeit (Phys. ZS. 5, 489, 1904) gezeigt, daß die meisten der seither angegebenen Ursachen derselben (z. B. Oxydation, Lichteinfluß, elektrische Felder, Korrosion der Oberfläche, Strahlung) keinen wesentlichen Einfluß haben, daß dagegen die Hauptermüdungserscheinungen in Luft fast sicher dem Ozon verdankt werden, hauptsächlich weil erstens innerhalb eines Gefäßes die Ermüdung gegenüber der außerhalb eines solchen oder gar im Freien sehr klein ist, so daß die verschiedenen Substanzen durch Einbringen in Gefäße auf ihre Ermüdungswirkung untersucht werden können, und weil von so untersuchten uns bekannten Substanzen der Atmosphäre einzig und allein das Ozon die Cu und CuO so charakteristisch verschiedene Wirkung liefert: Cu ermüdet außerhalb eines Gefäßes sehr schnell, das hinsichtlich der lichtelektrischen Stärke nur wenig davon verschiedene CuO fast gar nicht. Innerhalb eines Gefäßes ermüden beide nur sehr langsam.

Die inzwischen vorgenommene Fortsetzung der Versuche führte zu einer weiteren Stufe der Erklärung für die Ermüdungserscheinungen. Von der ziemlich umfangreichen Arbeit kann ich hier wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung nur ein kurzes Referat geben, die ausführliche Veröffentlichung beabsichtige ich alsbald

in den Berichten der Königlich Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften vorzunehmen.

Zunächst werden für den negativen Teil der früheren Arbeit, den Nachweis, daß die bisherigen Erklärungsversuche der lichtelektrischen Ermüdung nicht zutrafen, Ergänzungen gegeben:

1. Während früher lediglich mit ultraviolettem Lichte gearbeitet wurde, ließ sich jetzt zeigen, daß auch bei der Ermüdung des Zinks im Tageslichte kein Einfluß der Belichtung vorhanden ist. Hierzu lagerte man Zinkplatten während der Ermüdungsperiode im Hellen und im Dunkeln und verglich die eintretende Ermüdung. Um den Gefäßeinfluß zu eliminieren, bildete den dunkeln Raum ein ganzes Zimmer. In einem Raume von ähnlicher Größe stand die Versuchsanordnung. Durch Benutzung von zwei Platten und Vertauschung derselben eliminierte man den Einfluß einer etwaigen Verschiedenheit der Platten, durch Vertauschung der Dunkelheit, bezüglich der beiden Zimmer etwaige Lokalverschiedenheiten. Das Resultat war das folgende:

Ermüdungsperiode	6	24	52	135	Min.
Empfindlichkeitsabnahme im Hellen: .	40	78	88	93	Proz.
„ „ Dunkeln:	44	81	88	94	„

Hieraus ist ersichtlich, daß auch für die Ermüdung im Sonnenlichte der früher behauptete Einfluß des Lichtes auf die Ermüdung nicht existiert. Indes ergibt sich die Ermüdung einer und derselben Platte, mit verschiedenem Licht gemessen, verschieden, z. B. die Endempfindlichkeit in Teilen der Anfangsempfindlichkeit bei

Bogenlicht	Quecksilberquarzlampe	Sonnenlicht	trübem Himmelslicht
$^1/_{1,8}$	$^1/_{2,4}$	$^1/_{3,4}$	$^1/_8$

Auf die Möglichkeit einer Erklärung werde ich am Schluß zurückkommen.

2. Daß ferner die Korrosion der Oberfläche keinen direkten Einfluß ausübt und die durch Polieren auf Hochglanz erzielte Steigerung der Empfindlichkeit nicht auf der Verminderung der Rauhigkeit der Oberfläche beruht, ließ sich ebenfalls nachweisen. Eine auf Hochglanz unter Benutzung aller Erfahrungen sorgfältigst polierte Kupferplatte wurde lichtelektrisch untersucht, dann auf mittelfeinem Schmirgelpapier die Oberfläche zerkratzt und dies schließlich mit gröbster Schmirgelleinwand wiederholt. Die licht-

elektrische Empfindlichkeit ergab sich in den drei Fällen zu 2,38, 2,32, 2,39 in einer willkürlichen Einheit. Die Rauhigkeit der Oberfläche hat also keinen Einfluß. Der Vergleich einer täglich zu Versuchen mit Bogenlicht benutzten lichtelektrischen Zelle mit einer Zwillingszelle, welche monatelang außerhalb des Lichtes blieb, ergab nach 1, 5, 9 und schließlich 17 Monaten das Empfindlichkeitsverhältnis, das zu Anfang 0,70 war, zu 0,75, 0,74, 0,70, 0,73. Die Platte bestand aus Kupferoxyd, um Ozonwirkung durch ultraviolettes Licht auszuschließen. Die durch die Belichtung tatsächlich, wie man aus den Abbildungen des Netzes auf den Platten entnommen hat, hervorgerufene Oberflächenänderung bewirkt also direkt keine Ermüdung.

Eine sehr umfangreiche Untersuchung erforderte der letzte der von anderen Beobachtern gegebenen Erklärungsversuche der Ermüdung, ihre Zurückführung auf Bildung von elektrischen Doppelschichten an der Oberfläche, mit der negativen Seite nach außen (LENARD).

Diese hätten, da die Ermüdung dauernd bestehen bleibt, von einer dauernden Änderung der Kontaktpotentialdifferenz begleitet sein müssen. Zur Prüfung war daher an derselben Platte die lichtelektrische Ermüdung und die Kontaktpotentialdifferenz bzw. ihre Änderung während der Ermüdungsperiode zu bestimmen.

Zur Messung der letzteren diente die Methode der Abstandsänderung bei kompensiertem Potential (SCHULTZE-BERGER, HELMHOLTZ, KELVIN). Bei den zwischengeschalteten lichtelektrischen Bestimmungen kam die Platte immer in lichtelektrische Zellen, welche sich in einem geschlossenen mit Quarzdeckel versehenen Messinggefäß befanden, damit während der Versuche selbst merkbare Ermüdung ausgeschlossen blieb.

Es zeigte sich kein Parallelismus zwischen lichtelektrischer Ermüdung und Kontaktpotentialänderung. Während der ersteren ein Negativwerden der Platte entsprechen müßte, blieben bei starker Ermüdung die Kontaktpotentiale in vielen Fällen konstant oder erhöhten sich sogar. Die dabei benutzte Ermüdung ging von 60 bis 90 Proz. Empfindlichkeitsabnahme, die entsprechende Potentialerhöhung betrug bis zu 0,09 Volt. Die Ermüdungs-

erscheinungen können also eine allgemeine Erklärung durch Bildung von Doppelschichten nicht erhalten.

Indessen war die Abweichung vom Parallelismus keine solche, daß der Einfluß von Kontaktpotentialdifferenz als sich überlagernde Nebenursache der lichtelektrischen Ermüdung ausgeschlossen gewesen wäre. Besonders schnell verlaufende Ermüdung war ziemlich oft mit Negativerwerden und die langsame Ermüdung in Gefäßen stets mit Positiverwerden verknüpft. Der Umstand, daß durch die Versuche die Gleichheit der Ermüdung in schwachen und starken Feldern, die sich wie 1:1000 verhielten, festgestellt werden konnte, gestattete dann den Schluß, daß die beobachteten Kontaktpotentialänderungen kleinere Ermüdungen von etwa 20 bis 30 Proz. im Maximum zu erklären vermögen und wohl auch bewirkt werden, daß sie aber die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bilden können. Die nähere Ausführung des eben Gesagten muß ich wegen der erforderlichen Zeitbeschränkung der ausführlichen Veröffentlichung überlassen. Der hieraus zu ziehende Schluß, daß sich der Einfluß der Kontaktpotentialdifferenzen in solchen Fällen, wo die Hauptermüdungsursachen ausgeschlossen sind, deutlicher zeigen müsse, kann nur einseitig geprüft werden, da in diesem Falle die Platten regelmäßig positiver werden. Dies geschieht in ganz reinen Gefäßen und bei frischem Kupferoxyd. Hier hätte das Ansteigen des Kontaktpotentials aber eine Vermehrung der lichtelektrischen Empfindlichkeit ergeben müssen. Eine solche wurde denn auch tatsächlich in den angegebenen Fällen konstatiert, erreichte aber selbst bei vollen 0,2 Volt Potentialanstieg (beim CuO) nur 13 Proz. der Anfangsempfindlichkeit und machte dann, ohne daß das Potential weiter stieg, einer langsamen Ermüdung Platz.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß auch die Bildung von elektrischen Doppelschichten die Hauptursache der lichtelektrischen Ermüdung nicht bildet, nur als Nebenursache in Betracht kommt. Damit ist aber auch die letzte der bisher für die lichtelektrische Ermüdung versuchten Erklärungen widerlegt.

Die weitere Untersuchung verfolgte nun den Weg, zuerst der Ursache der auch in reinem Gefäße noch vorhandenen sehr lang-

samen Ermüdung nachzuforschen und dadurch vielleicht Stützpunkte zu gewinnen für die Aufklärung der Ermüdungswirkung des Ozons.

Für die Größe der Ermüdung in Flaschen mögen folgende Zahlen als Orientierung dienen:

Ermüdungsperiode: . . .	0	1	2	3	4	14	Wochen.	
Empfindlichkeit:	100	52	54	45	43	31		
Ermüdungsperiode: . . .	0	3	6	9	12	18	24	30 Monate
Empfindlichkeit Cu: . .	100	31	33	31	28	—	—	—
Empfindlichkeit CuO: . .	100	64	60	54	44	38	32	33

Diese Versuche wurden mit gereinigten und mit durch Watte filtrierter Luft gefüllten Flaschen ausgeführt. Flaschen, welche ursprünglich auf 300° erhitzt und deren beim Abkühlen eintretende weitere Gasfüllung ebenfalls lange auf 300° erhitzte Röhren passiert hatte, lieferten das gleiche Ergebnis. Im letzteren Falle ist sicher das Ozon beseitigt und wegen der Übereinstimmung der Versuche auch im ersten Falle durch das meterlange Watterohr, welches die Fülluft durchstreichen mußte[1]).

Die Versuche, über die oben einige Zahlen mitgeteilt sind, ergeben, daß auch nach der Entfernung von Ozon eine wenn auch geringe Ermüdung vorhanden bleibt, daß also eine Ermüdungsursache besteht, welche nicht mit Ozon zusammenhängt. Nachdem durch die seitherigen Versuche eine ganze Reihe möglicher Ursachen ausgeschlossen ist, bleibt dafür kaum noch etwas anderes übrig als die von der Platte ad- und absorbierten Gase. Diese müssen einen ausschlaggebenden Einfluß auf die lichtelektrischen Erscheinungen ausüben, da sie nach LENARD ein äußerst starkes Absorptionsvermögen für langsame Elektronen besitzen (Absorptionskoeffizient für Gase von Atmosphärendruck etwa von der Größenordnung 30000), welches wegen der Kondensation im Oberflächengebiet dort zu mächtigen Werten anwachsen muß. Die volle Ausbildung der Gasbeladung in die feinsten Poren des Metalls hinein wird lange Zeit brauchen, und diese wird immer noch auf die lichtelektrische Entladung Einfluß haben, weil letz-

---

[1]) Zum Vergleich möge bemerkt werden, daß, wie früher gefunden, Cu im Freien in 10 und 20 Stunden auf $^1/_9$ und $^1/_{180}$ ermüdet, im Zimmer in denselben Perioden auf $^1/_{2.5}$ und $^1/_{3.5}$. CuO geht im Zimmer auf $^1/_{2.5}$ etwa in drei Wochen.

tere ziemlich tief, nach LADENBURG bis zu nahezu 9.10^{-4} mm, in die Platte eingreifen.

Die in der Literatur vorhandene Angabe, daß in Wasserstoff keine Ermüdung stattfindet, würde diese Hypothese unmöglich machen. Weitere Versuche wiesen indessen nach, daß in Wasserstoff Ermüdung von ganz derselben Größenordnung eintritt wie in Luft.

Positive Belege für die Wirkung der Gasabsorption wurden dadurch erbracht, daß erstens im Vakuum bei sorgfältigster Versuchsanordnung die Ermüdung vermindert oder in eine Vermehrung der Empfindlichkeit verwandelt wurde, die relative Stärkezunahme im Vergleich zu Platten in Volldruck betrug 40 bis 150 Proz. Zweitens drückte dreistündiges Verweilen in der Temperatur der festen Kohlensäure, wobei die Gasabsorption steigen muß, die Empfindlichkeit (in Zimmertemperatur) auf drei Viertel des Wertes der nicht abgekühlten Vergleichsplatte. Drittens vermehrte das Verweilen in etwas erhöhter Temperatur (um chemische Änderungen auszuschließen, nicht mehr als 25°) die Empfindlichkeit vorübergehend. Bei den erwähnten drei Versuchsserien wurden Platten aus Cu, Pt und CuO benutzt[1]).

Diese Versuche zeigen, daß mit der Zurückführung der ozonfreien lichtelektrischen Ermüdung in Gefäßen auf die Gasabsorption der Platten das Richtige getroffen sein wird. Sie erklären auch die Schwierigkeit, Platten auf eine bestimmte Empfindlichkeit zu polieren, sowie den Umstand, daß dieselben, wenn sie beim Polieren besonders warm wurden, die größten Werte der lichtelektrischen Empfindlichkeit zeigten.

Es war nunmehr zu untersuchen, wie es mit der großen, durch Ozon bewirkten Ermüdung stehe, ob diese auf andere oder auf ähnliche Gründe zurückzuführen sei.

Für die Wirkung des Ozons müssen drei Möglichkeiten in Betracht gezogen werden:

---

[1]) Für das Vakuum kam eine Gaedepumpe zur Anwendung. Da ich vielleicht der erste bin, der eine Arbeit, bei welcher diese Pumpe gebraucht wurde, veröffentlicht, so möchte ich nicht unterlassen, auf das überraschend schnelle Arbeiten und das ausnehmend bequeme Operieren mit dieser Pumpe hinzuweisen. Neuerdings wird dieselbe von LEYBOLD, Köln, geliefert.

1. Oxydation; 2. kontaktelektrische Wirkungen; 3. direkte Wirkung auf die Elektrizitätsträger. Die beiden ersten Ursachen mußten hier nochmals neu ins Auge gefaßt werden, weil man vielleicht einwenden würde, die Oxydation sei bei direkter Zuführung von Ozon energischer, und weil früher bei den kontaktelektrischen Bestimmungen die untersuchte Platte sich nicht direkt in Ozon befand, Versuche dieser Art auch gar nicht möglich sind, weil die Vergleichsplatte vom Ozon mit beeinflußt und dadurch Rückschlüsse auf das Verhalten einer der Platten unausführbar waren. Die Untersuchungen gingen darauf aus, die Einwirkung des Ozons in den allerersten Momenten nach dem Eintauchen in dasselbe zu ermitteln. Für diesen Zweck war die in der ausführlichen Darstellung der Arbeit beschriebene Versuchsanordnung speziell eingerichtet. Der benutzte Ozongehalt betrug im allgemeinen etwa $^1/_{100}$ Volumprozent. Die Versuche ergaben nun:

a) Die Empfindlichkeitsabnahme ist selbst bei diesem sehr geringen Ozongehalt äußerst kräftig: nach 7, 25 und 85 Sekunden betrug für Cu die Abnahme 71, 74 und 77 Proz. Hier wird in 7 Sekunden erreicht, was in ozonfreier Luft ein Jahr dauert.

b) Wird das Cu, wenn es nicht lange in dem Ozon verweilt hat, herausgenommen, so geht die Ermüdung allmählich wieder zurück, z. B. ging die durch etwa eine Minute langes Verweilen im Ozon auf ungefähr ein Drittel ermüdete Platte in 40 Minuten wieder bis auf 86 Proz. ihres Anfangswertes hinauf.

c) Für Zn, Ag, Cu, Pt ist die im gleichen Ozon kurze Zeit nach dem Einhängen gemessene Ermüdung gleich, z. B. ergab Cu und Zn miteinander verglichen in neun Sekunden Abnahme der Empfindlichkeit von 61,4 und 61,5 Proz., in 18 Sekunden von 63,0 und 62,3 Proz., Cu und Pt bei etwas anderem Ozongehalt in 10 Sekunden 73,3 und 74,2 Proz., in 30 Sekunden 75,3 und 74,5 Proz., in 60 Sekunden 76,7 und 76,5 Proz.

Bei der großen elektromotorischen Verschiedenheit von Zn gegenüber Cu, Ag und Pt folgt, daß die starke Einwirkung des Ozons nicht kontaktelektrischen Ursprunges ist. Aus b) folgt, daß sie nicht auf Oxydation beruht, beides in Übereinstimmung mit dem früher an in freier Luft ermüdeten Platten gefundenen. Aus Ozontitrierungen folgte, daß bei der außerordentlich kräftigen Wirkung des Ozons der Ozongehalt der Luft ausreicht, um die

früher beobachtete Ermüdung zu liefern (die Titrierungen der Luft sind wegen starker Nachbläuung nicht einwandfrei).

Da nach Widerlegung der beiden anderen von den in Betracht zu ziehenden Möglichkeiten nur die bleibt, daß die Wirkung des Ozons direkt auf die Elektrizitätsträger stattfindet, suchte man in dieser Richtnng näheren Aufschluß zu erhalten. Zu diesem Zwecke wurde untersucht und gefunden, daß die Empfindlichkeitsabnahme durch Ozon unabhängig vom verwendeten Felde war. Hieraus ließ sich, wie in der Abhandlung näher dargelegt werden wird, schließen, daß der Wirkungsort des Ozons nur die allerunmittelbarste Nachbarschaft der Oberfläche und die äußerste Metallschicht selber sein kann (dies ist in der Richtung zu beschränken, daß bisher das Feld nur im Verhältnis 1 : 3 variiert wurde und weitere Versuche mit größerem Feldbereich später noch zuzufügen sind). In dieser unmittelbarsten Nachbarschaft der Oberfläche muß aber stärkste Absorption der Elektronen eintreten. Eine adhärierende Luftschicht von ein viertel molekularer Weglänge (Luft bei Atmosphärendruck) Dicke, welche im Mittel auf 50 Atmosphären zusammengepreßt ist, würde nur 5,5 Proz. der Elektronen durchlassen, das eingedrungene Gas muß ebenfalls eine enorme Absorption ausüben. Die absorbierten Elektronen müssen aber in so großer Nähe der Platten durch die elektrischen Spiegelbilder festgehalten werden (Lenard), das Feld derselben beträgt in ein viertel molekularer Weglänge Abstand bereits 8000 Volt/cm, gegenüber dem das in meinen Versuchen benutzte äußere Feld, welches von 0,5 bis 500 variierte, klein ist. Nimmt man nun an, daß das in diese Gegend eindringende Ozon ein besonders starkes Absorptionsvermögen für Elektronen im Vergleich zu dem der Luft besitzt, so erklärt sich, wie am erwähnten Orte näher ausgeführt wird, die Unabhängigkeit der Ermüdung vom verwendeten Feld. Da sowohl das Ozon ultraviolettes Licht stark absorbiert als auch die Elektronen bei den lichtelektrischen Erscheinungen durch das ultraviolette Licht die Fähigkeit erhalten, vermöge ihrer Schwingungsenergie aus dem Körper herauszufahren, ausgelöst zu werden, so liegt es nahe, zu vermuten, daß Ozon auch durch ein besonders großes Absorptionsvermögen für Elektronen ausgezeichnet ist, vielleicht könnte es, in die Poren des Metalls eingedrungen, auch unmittelbar die Schwingungen der Elektronen

im Metall dämpfen und damit die Auslösbarkeit der Elektronen durch das ultraviolette Licht herabsetzen. Hierdurch würde sich auch die zu Anfang erwähnte Tatsache, daß die Ermüdung von der Lichtsorte, mit welcher man mißt, stark abhängig ist, erklären: Licht, welches nur wenig ultraviolett ist, wird nur eine geringe Zahl der Elektronen, nur solche, die die größte Schwingungsenergie haben, auslösen können. Geringe Verminderung der Schwingungsenergie wird die größte Zahl derselben unauslösbar machen, während dieselbe Energieeinbuße die Zahl der durch stark ultraviolettes Licht auslösbaren Elektronen, die eben dafür nicht so große Schwingungsenergie zu haben brauchen, viel weniger prozentual vermindern wird.

Die entwickelte Anschauung würde, auch abgesehen von der Ermüdung, die Grunderscheinung der lichtelektrischen Entladung in einem ihrer auffälligsten Punkte erklären, nämlich ihre verhältnismäßig geringe Stärke im Vergleich zu derjenigen im äußersten Vakuum. Sie beträgt von dieser z. B. bei einem Feld von 80 Volt/cm nur ein viertel Proz. Der Grund, warum Herr LENARD im äußersten Vakuum so viel stärkere Wirkungen als andere Beobachter (STOLETOW) ebenfalls im äußersten Vakuum erhielt, wäre der, daß er seine Elektroden mit allen verfügbaren Mitteln gasfrei gemacht hatte. Auch die große Unstimmigkeit in den Resultaten verschiedener Beobachter bei lichtelektrischen Versuchen in verschiedenen Gasen sowie bei der Angabe über die Empfindlichkeit der verschiedenen Metalle würde sich einfach erklären. Die gewonnene Anschauung führt die Ermüdung in und außerhalb von Gefäßen auf dieselbe Grundwirkung, die Absorption der Elektronen durch vom Körper absorbiertes Gas, zurück. Außerdem stellt sich letzteres, wie wir sahen, nur als ein auch beim lichtelektrischen Grundversuch stets wesentlich beteiligter Faktor dar. Die dadurch gegebene Vereinfachung und Übersichtlichkeit läßt die Erklärung an Halt gewinnen und liefert eine spezielle Anregung, sie bei den ferneren Untersuchungen der lichtelektrischen Erscheinungen zugrunde zu legen und ihre Weiterprüfung zu veranlassen.

Als persönliche Meinung möchte ich noch hinzufügen, daß die im Laufe dieser Arbeit ausgeführten Versuche meine Vermutung bestärkt haben, es möchten bei der Ausbildung der Kontakt-

potentiale ähnliche Ursachen wie bei der lichtelektrischen Ermüdung von ausschlaggebender Bedeutung sein, und daß dieser Zusammenhang vielleicht darin besteht, daß auch bei den Kontaktpotentialen vom absorbierten Gas aufgenommene, aus den Substanzen heraus diffundierende Elektronen eine wesentliche Rolle spielen. Die Verfolgung dieses Gesichtspunktes möchte, wie mir scheint, durch den Versuch entscheidbare Fragen über die Ausbildung der Kontaktpotentiale an die Hand geben und so vielleicht dazu beitragen, die Lösung dieses alten Problems zu beschleunigen.

Über den scheinbaren Unterschied der Leitfähigkeit der Atmosphäre bei positiver und negativer Ladung des Blattelektrometers;

von K. Kurz.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Legt man an einen im Freien ausgespannten Draht eine negative Spannung an, so läßt sich bekanntlich nach einiger Zeit ein Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf dem Drahte nachweisen. Bei genaueren Untersuchungen über diesen Effekt, bei denen ich auch Expositionszeit und Expositionsspannung variierte, zeigte sich nun folgendes: Bringt man den aufgewickelten Draht in den Zerstreuungsraum eines Blattelektrometers, so läßt sich die ionisierende Wirkung des Niederschlages mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der Draht ohne angelegte Spannung mehrere Stunden exponiert war, oder bei verhältnismäßig niederer negativer Spannung, etwa 200 Volt, einige Minuten, oder bei höherer negativer Spannung, etwa 4000 Volt, einige Sekunden. Bei angelegter positiver Spannung erhält man bei solch kurzen Expositionszeiten keinen derartigen Effekt. Auch in der Ebene überzieht sich also ein Draht unter der Wirkung des Erdfeldes mit einem Niederschlage von radioaktiven Substanzen.

Diese Tatsachen führten zu der Überlegung, daß durch einen solchen Niederschlag eine Beeinflussung der Resultate bei Zerstreuungsmessungen in der Atmosphäre, bei Leitfähigkeitsmessungen, bei Ionenzählungen statthaben muß. Denn bei allen derartigen Untersuchungen beobachtet man das Wandern des Aluminiumblättchens eines Blattelektrometers, dessen Zerstreuungskörper der zu untersuchenden Luft ausgesetzt ist. Es wird sich bei negativer Ladung des Zerstreuungskörpers auf diesem ein Niederschlag von festen radioaktiven Substanzen bilden, bei posi-

tiver Ladung dagegen nicht. Diese Substanzen werden nun für sich allein bereits eine Ionisierung der Luft in der nächsten Umgebung des Zerstreuungskörpers bewirken; also wird bei negativer Ladung des Elektrometers eine der Ursachen der Blättchenwanderung in dem auf dem Zerstreuungskörper sich bildenden Niederschlage von festen radioaktiven Substanzen zu suchen sein. Die Hauptursache der Blättchenwanderung bleiben natürlich bei negativ geladenem Elektrometer die positiven Ionen, wie eben bei positiv geladenem Elektrometer vorläufig die negativen Ionen als die einzige Ursache der Blättchenwanderung anzusehen sind. Ist nun aber die Wirkung jenes Niederschlages von solcher Größenordnung, daß sie neben der Wirkung der Ionen in Betracht kommt, so findet offenbar bei allen derartigen Messungen eine Beeinflussung der Resultate nach der Richtung hin statt, daß bei negativ geladenem Zerstreuungskörper zu große Werte erhalten werden. Wenigstens wird man nicht, wie bisher üblich, die beobachtete Wirkung ganz auf Rechnung der positiven Ionen in der Atmosphäre setzen dürfen.

Nun werden bei derartigen Messungen tatsächlich Expositionszeiten und Spannungen angewandt, die längst hinreichend sind, um auf einem Drahte merkbare Niederschläge von radioaktiven Substanzen anzusammeln. Außerdem sind bei fast allen derartigen Messungen die bei negativ geladenem Elektrometer beobachteten Spannungsabnahmen im Durchschnitt größer als bei positiv geladenem. Es kam also nur darauf an, 1. den radioaktiven Niederschlag auf dem Zerstreuungskörper solcher Apparate nachzuweisen, 2. die Größenordnung seiner Wirkung zu bestimmen. Die Untersuchungen wurden ausgeführt zunächst an einem GERDIENschen Aspirationsapparat zur Bestimmung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, dann an einem ELSTER- und GEITELschen Zerstreuungsapparat.

Die Firma SPINDLER & HOYER-Göttingen hat den GERDIENschen Apparat zurzeit im Landesgewerbemuseum ausgestellt und hat sich in liebenswürdigster Weise bereit erklärt, mir den Apparat heute zu überlassen. Der von mir benutzte Apparat war genau gleich dem hier stehenden. Nur mußte die hier verwandte Ableseeinrichtung, Lupenablesung mit Spiegelskala, durch Mikroskopablesung ersetzt werden. Bei Lupenablesung ließ sich

der gesuchte Effekt nur schlecht konstatieren, ihn zahlenmäßig zu verfolgen, war kaum möglich. Außerdem wurde der Aspirator durch einen Motor angetrieben, da der Handbetrieb zu starke Störungen beim Ablesen verursacht.

Das Grundprinzip dieses Apparates besteht nun darin, daß „einem Luftstrome innerhalb eines Zylinderkondensators ein Bruchteil der in ihm enthaltenen Ionen eines Vorzeichens entzogen und dieser Bruchteil auf der inneren, isolierten, mit einem Blattelektrometer verbundenen Elektrode niedergeschlagen wird". Der Apparat soll liefern die Anteile der positiven und der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, also

$$\lambda_p = \varepsilon \, . \, v_p \, . \, n_p$$

und

$$\lambda_n = \varepsilon \, . \, v_n \, . \, n_n ,$$

wo ε die Ladung der Ionen, v_p und v_n die spezifische Geschwindigkeit der positiven bzw. negativen Ionen, n_p und n_n die Zahlen der positiven bzw. negativen Ionen im Cubikcentimeter bedeuten. Durch Summation erhält man:

$$\lambda = \lambda_p + \lambda_n = \varepsilon \, . \, v_p \, . \, n_p + \varepsilon \, . v_n \, . \, n_n ,$$

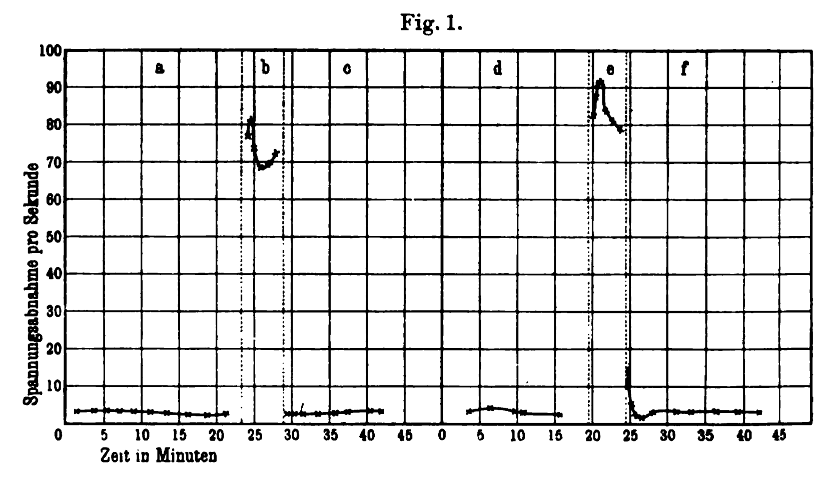
also die spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre. λ_p wird erhalten aus der Spannungsabnahme des negativ geladenen Zerstreuungskörpers, λ_n aus der der positiv geladenen.

Um den sich bildenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen nachzuweisen, wurde der Zerstreuungskörper mit einem Überzuge von 0,1 mm dickem Aluminiumblech versehen. Das Elektrometer wurde positiv geladen, der Aspirator in Tätigkeit versetzt; dann wurde der Überzug abgestreift und rasch in den Zerstreuungsraum eines zweiten Blattelektrometers gebracht. Es zeigte sich, wie zu erwarten, keine Einwirkung. Lädt man dagegen den Zerstreuungskörper des Gerdienschen Apparates negativ, so beginnt nach Einbringen des Überzuges in das zweite Blattelektrometer das Blättchen zu wandern, zeigt also eine Ionisierung der Luft im Zerstreuungsgefäße, d. h. hier das Vorhandensein radioaktiver Substanzen an. Eine graphische Darstellung des Verlaufes der Ionisation zeigt die Übereinstimmung mit Kurven, die man für die Abklingung des Niederschlages auf Drähten erhält, die im Freien bei der Spannung des Elektrometers und bei der angewandten Aspirationsdauer als Expositions-

zeit exponirt waren. Beim Gebrauch des Apparates zur Messung der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre werden Aspirationsdauern von drei bis fünf Minuten angewandt. Auch bei dieser Aspirationsdauer ist die Wirkung des Niederschlages in der eben beschriebenen Art und Weise beobachtbar.

Die Bestimmung der Größenordnung der Wirkung des Niederschlages geschah in folgender Weise: Das Elektrometer wurde positiv geladen und der Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator festgestellt. Fig. 1 a zeigt den Verlauf dieser Beobachtung.

Fig. 1.



Als Abszisse ist eingetragen die Zeit in Minuten von Beginn des Versuches, als Ordinate die Zerstreuung in der Zeiteinheit in relativem Maße. Fig. 1 a zeigt für die Beobachtung bei ruhendem Aspirator ein geringes Schwanken um eine Horizontale. Nun wurde der Aspirator in Tätigkeit versetzt und fünf Minuten lang laufen gelassen. Spannungsrückgang springt, wie Fig. 1 b zeigt, auf den etwa 20fachen Wert und schwankt da um einen Mittelwert. Der Aspirator wurde wieder ausgeschaltet, der Spannungsrückgang fällt momentan zu demselben Werte, den er vor dem Laufen des Aspirators hatte. (Fig. 1 c.) Hier ist besonders darauf zu achten, daß der Spannungsrückgang nach dem eigentlichen Versuche in derselben Höhe einsetzt, wie vor dem Laufen des Aspirators, und daß er wieder um eine Horizontale schwankt, die in gleicher Höhe verläuft, wie die erste Horizontale.

Nun wurde das Elektrometer negativ geladen und entsprechende Beobachtungen angestellt. Zunächst blieb der Aspirator in Ruhe, der Spannungsrückgang schwankt um eine Horizontale. (Fig. 1 d.) Aspirator in Tätigkeit: der Spannungsrückgang springt, wie vorher, zu großen Werten, deren Mittel wesentlich höher liegt als der entsprechende Mittelwert im vorigen Versuche. (Fig. 1 e.) Aspirator abgestellt: der Spannungsrückgang fällt momentan, aber, und das ist das Wichtigste, nicht zu dem vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Werte, sondern zu einem wesentlich höheren. (Fig. 1 f.) Auch bleibt, wie die Figur zeigt, nun nicht, wie vorher, der Spannungsrückgang auf dieser Höhe, schwankt also nicht um eine Horizontale; es läßt sich vielmehr ein rascher Abfall des Spannungsrückganges konstatieren. Die Spannungsabnahme sinkt bis unter den vor dem Laufen des Aspirators vorhandenen Wert, um dann wieder über diesen Mittelwert zu steigen und sich nun allmählich einer Horizontalen zu nähern. Die Deutung dieser Kurve ist ohne weiteres klar: Wir beobachten hier die Abklingung des radio-

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.	IX.	X.	XI.
Nummer des Versuches	Aspirations-dauer in Minuten	Spannungsrückgang bei positiver Ladung und ruhendem Aspirator	Spannungsrückgang bei positiver Ladung und laufendem Aspirator	Spannungsrückgang bei negativer Ladung und ruhendem Aspirator	Spannungsrückgang bei negativer Ladung und laufendem Aspirator	Anfänglicher Spannungsrückgang nach Abstellung des Aspirators	Spannungsrückgang durch radioakt. Niederschlag VII.—V.	Spannungsrückgang durch positive Ionen VI.—VII.	Spannungsrückgang durch negative Ionen IV.—III.	Verhältnis der Wirkungen der positiven u. negativen Ionen IX : X
1	5	1,2	71,6	2,4	78,0	7,1	4,7	70,8	70,4	1,007 : 1
2	5	2,8	73,6	3,6	86,1	15,0	11,4	71,1	70,8	1,004 : 1
3	5	2,8	69,8	2,8	78,6	11,8	9,0	66,8	67,0	0,997 : 1
4	15	2,8$_6$	51,2$_8$	3,7	66,7	18,0	14,3	48,7	48,4	1,006 : 1
5	30	5,7$_5$	106,5	6,5	121,1	18,5	12,0	102,6	100,8	1,018 : 1
6	60	3,8	94,1	4,3	101,4	12,0	7,7	89,4	91,3	0,979 : 1

aktiven Niederschlages auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Die Resultate einer Reihe in der angegebenen Weise an dem Apparate durchgeführter Versuche finden sich in vorstehender Tabelle zusammengestellt.

Die einzelnen Rubriken sind in ihrem Zusammenhange mit Fig. 1 ohne weiteres verständlich. Die Tabelle zeigt nun folgendes: Bringt man von der Gesamtwirkung bei negativer Ladung des Elektrometers und laufendem Aspirator (Spalte VI) die Wirkung des radioaktiven Niederschlages und den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte VII = Spalte VIII + Spalte V) in Abrechnung, so kommt man zu demselben Zahlenwerte, als wenn man von der Gesamtwirkung bei positiv geladenem Elektrometer und laufendem Aspirator (Spalte IV) den Spannungsrückgang bei ruhendem Aspirator (Spalte III) abzieht. Die so erhaltenen Werte, die also ein Maß geben für die Wirkung der bei der Aspiration dem Luftstrome entzogenen positiven bzw. negativen Ionen allein, also für die Anteile der positiven bzw. negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre, sind in Spalte IX und X eingetragen. Die Übereinstimmung ist klar. Spalte XI gibt noch das Verhältnis der Wirkungen der positiven und negativen Ionen.

Als Resultat dieser Untersuchungen ergibt sich also:

1. Die beim GERDIENschen Apparate sich zeigenden Unterschiede in der Spannungsabnahme bei positiver und negativer Ladung des Elektrometers werden verursacht durch einen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper sich absetzenden Niederschlag von radioaktiven Substanzen.

2. Die Einwirkungen der positiven und negativen Ionen auf ein geladenes Elektrometer sind gleich. Dies gibt für den GERDIENschen Apparat: Die Anteile der positiven und negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit der Atmosphäre sind gleich.

3. Der GERDIENsche Apparat liefert wohl λ_n, den Anteil der negativen Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, aber nicht direkt den Anteil der positiven Ionen. Der vom Apparat gelieferte Wert von λ_p ist aufzufassen als:

$$\lambda_p = \lambda'_p + \lambda_r,$$

wo λ_p' den tatsächlichen Anteil der positiven Ionen an der spezifischen Leitfähigkeit, λ_r den Anteil an der gemessenen Leitfähigkeit bedeutet, der verursacht wird durch eine abnorme Anreicherung von radioaktiven Substanzen auf dem negativ geladenen Zerstreuungskörper.

Es ist also:

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_p = \lambda_n + \lambda_p' + \lambda_r$$
$$\lambda_n = \lambda_p',$$

also:

$$\lambda' = \lambda_n + \lambda_p' = 2\,\lambda_n \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wo λ' die tatsächliche spezifische Leitfähigkeit der Atmosphäre bedeutet.

Nun ist

$$\lambda_n = \varepsilon \,.\, v_n \,.\, n_n$$
$$\lambda_p' = \varepsilon \,.\, v_p \,.\, n_p,$$

also:

$$v_n \,.\, n_n = v_p \,.\, n_p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

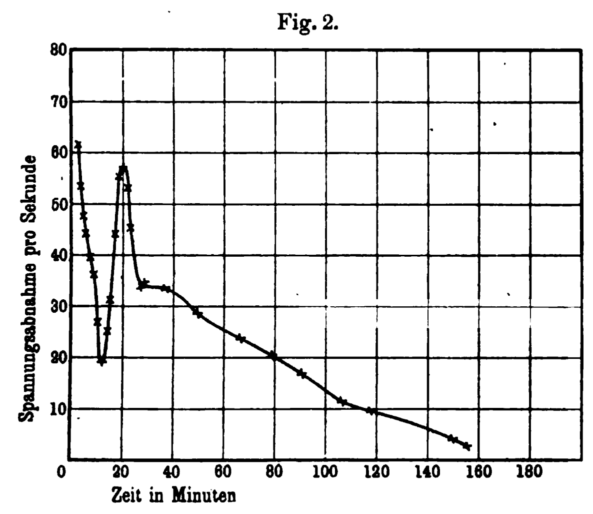
d. h.:

4. Für die beim GERDIENschen Apparate zur Wirkung kommenden positiven und negativen Ionen ist das Produkt aus spezifischer Geschwindigkeit und spezifischer Ionenzahl gleich. Auf Folgerungen, die sich nun ohne weiteres ergeben, auf die genaueren Versuchsresultate, sowie namentlich auf interessante Deutungen, die das Beobachtungsmaterial anderer Forscher unter dem gegebenen Gesichtspunkte liefert, kann hier der Kürze der Zeit halber nicht eingegangen werden. Es soll darüber in der demnächst erscheinenden Dissertation ausführlich berichtet werden.

Noch einige Worte über den ELSTER und GEITELschen Zerstreuungsapparat: Auch bei diesem Apparate wurde der Zerstreuungskörper mit einer Hülle umgeben, diesmal aus Nickelpapier, die dann in dem Zerstreuungsraume eines zweiten Blattelektrometers untersucht wurde. Bei positiv geladenem Zerstreuungskörper des ELSTER- und GEITEL-Apparates zeigte sich kein merkbarer Niederschlag von radioaktiven Substanzen auf der Hülle, bei negativ geladenem Zerstreuungskörper ließ sich die Wirkung des Niederschlages mehrere Stunden hindurch verfolgen, wenn der ELSTER- und GEITEL-Apparat die für einen

Versuch vorgesehene Zeit von etwa 15 Minuten gestanden hatte. Fig. 2 zeigt die Abklingung eines solchen Niederschlages auf einer Hülle, die 15 Minuten lang den negativ geladenen Zerstreuungskörper bei abgenommenem Schutzzylinder bedeckt hatte. Wir beobachten zunächst einen Steilabfall, dann nach einem kurzen Übergange über eine Horizontale eine langsamere Abklingung. Auf den von der Figur gezeigten nochmaligen Anstieg der Ionisierung kann hier nicht eingegangen werden, da die Untersuchungen darüber noch nicht abgeschlossen sind.

Fig. 2.



Ein genaues quantitatives Resultat wird man bei dem Elster- und Geitel-Apparat wegen der wenig definierten Verhältnisse, unter denen er arbeitet, kaum geben können, schon deshalb nicht, weil der Apparat zu quantitativen Messungen überhaupt nicht brauchbar ist. Genauere Versuchsresultate sollen in der Dissertation gebracht werden.

Inwieweit die bei anderen Apparaten dieser Art beständig sich zeigenden Unterschiede bei positiv und negativ geladenem Blattelektrometer durch die Wirkung der radioaktiven Substanzen sich erklären lassen, müssen weitere Experimentaluntersuchungen lehren. Die Apparate arbeiten nach denselben Grundprinzipien wie die beiden hier besprochenen, also müssen wohl beispielsweise für die Zahl der positiven Ionen zu große, für deren Geschwin-

digkeit zu kleine Werte vorgetäuscht werden. Auf keinen Fall wird es bei allen derartigen Apparaten angängig sein, mit ein und demselben Zerstreuungskörper rasch hintereinander eine Reihe von Versuchen mit abwechselnd positiver und negativer Ladung durchzuführen, wenn nicht der bei negativ geladenem Zerstreuungskörper sich absetzende Niederschlag von radioaktiven Substanzen jedesmal entfernt wird. Das Praktischste wird sein, mit mehreren auswechselbaren Zerstreuungskörpern zu arbeiten.

Unterrichtsapparate;
von Looser.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Der Vortragende führte den verbesserten Zusatzapparat zum Doppelthermoskope speziell für strahlende Wärme (hergestellt von der Firma LEYBOLD Nachf., Köln) vor. Es handelt sich um neue Brenner für leuchtende und dunkle Wärmestrahlen, sowie Einfügung von Reflektoren in den Gang der Strahlen zur Erzeugung einer energischeren Bestrahlung. Der Apparat soll in einem der nächsten Hefte der Zeitschr. für phys. u. chem. Unterr. näher beschrieben werden. An zwei Versuchen, Unterschied der Absorption von hellen und dunkeln Wärmestrahlen durch Glas und Absorption von Wärmestrahlen an blanken und berußten Metallflächen wurde die Wirksamkeit der neuen Anordnung gezeigt. Die übrigen Versuche wurden kurz angedeutet. Hierauf zeigte der Redner noch den Versuch, Wärme durch Schütteln von Quecksilber zu erzeugen. Zweiter Gegenstand des Vortrages war die Vorführung eines neuen „Taupunktfinders", wie der Vortragende seinen Apparat nennt. Er vermeidet die Übelstände des Daniellschen dadurch, daß die durch Äther abgekühlte Metallplatte zum Teil in den Raum hinausragt und weniger abgekühlt wird, so daß sie nicht beschlägt und als Vergleichsobjekt blank bleibt. Der Äther kann durch Gummigebläse oder durch Leuchtgas verdunstet werden. Unter der durch Äther abgekühlten Kammer befindet sich noch eine andere, die mit dem Doppelthermoskop verbunden werden kann und dann gebraucht wird, wenn das Instrument nicht zum Beobachten, sondern als Demonstrationsapparat dienen soll. Der beschriebene Apparat wurde zuerst im April 1901 öffentlich vorgeführt und bereits ein Jahr früher fertig gestellt. Er wird von HANS HILGERS (Bonn) angefertigt. Genauere Beschreibung ist erfolgt in der genannten Zeitschrift 15, Heft 5.

Über das Verhalten des Gufseisens bei kleinen elastischen Dehnungen;

von E. Grüneisen.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. Sept. 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Gußeisen gehört zu den technisch wichtigen Materialien, die schon bei verhältnismäßig schwachen Deformationen sich dem Hookeschen Gesetz von der Proportionalität zwischen Spannung und Dehnung nicht mehr fügen. Zur Beschreibung des elastischen Verhaltens solcher Stoffe hat man eine größere Zahl von Formeln aufgestellt, die Herr Mehmke[1]) vor einigen Jahren im Zusammenhang diskutiert hat. Er kommt zu dem Resultat, daß eine von Herrn Schüle[2]) angegebene Exponentialformel

$$\varepsilon = \alpha \sigma^m$$

[ε = Dilatation, σ = Zug (Druck), α und m Konstanten], die besonders durch Anwendung auf die Messungen des Herrn Bach[3]) weite Verbreitung gefunden hat, im Vergleich mit anderen Formeln sehr gute Dienste im Bereich starker Deformationen leistet, d. h. also für technische Zwecke, für die sie auch aufgestellt wurde. Es fehlte aber noch die Prüfung in der Nähe des Nullpunktes, wo die Exponentialformel nicht in das Hookesche Gesetz übergeht, während man dies von vornherein für die wahre Beziehung zwischen Zug und Dehnung erwarten wird.

Zur Aufklärung dieser Frage hatten vor einigen Jahren Herr Kohlrausch und ich[4]) Biegungsversuche an einem dünnen Gußeisenstabe angestellt. Durch diese konnte zwar die Ungültigkeit der Schüleschen Exponentialformel bei schwachen Deformationen

---

1) R. Mehmke, ZS. f. Math. u. Phys. 42, 327—338, 1897.
2) C. Bach, ZS. Ver. deutsch. Ing. 41, 248, 1897.
3) C. Bach, Elastizität und Festigkeit, 4. Aufl. 1902, Einleitung.
4) F. Kohlrausch u. E. Grüneisen, Berl. Sitzungsber. 1901, S. 1086—1091.

noch nicht nachgewiesen werden, wohl aber daß eine andere, mit dem HOOKEschen Gesetz vereinbare Gleichung

$$\varepsilon = \mathfrak{a}\sigma + \mathfrak{b}\sigma^{\frac{3}{2}}$$

dem Verhalten des Materials besser entsprach.

Den Anlaß, das elastische Verhalten des Gußeisens durch neue Versuche klarzustellen, gaben mir die Messungen, die ich zurzeit in der Reichsanstalt zur Bestimmung der elastischen Konstanten von Metallstäben ausführe. Der Elastizitätsmodul ist durchweg nach wenigstens zwei Methoden ermittelt, einmal aus Dehnungsmessungen mit Hilfe von Interferenzbeobachtungen, zweitens aus dem Grundton des transversal frei schwingenden Stabes. In beiden Fällen kommen nur sehr schwache Deformationen ins Spiel.

Nun befinden sich unter dem mir zur Verfügung stehenden Stabmaterial zwei Gußeisenstäbe, A und GK bezeichnet, welche Herr BACH früher der Reichsanstalt zur Bestimmung der thermischen Ausdehnung übergab. Er selbst hat an Proben aus dem gleichen Guß das elastische Verhalten bei starken Dehnungen festgestellt [1]). Da nun meinen Dehnungsversuchen etwa 200 mal schwächere Deformationen zugrunde liegen, so werden durch den Vergleich unserer beiderseitigen Versuche zwei außerordentlich weit auseinanderliegende Belastungsgebiete für Stücke aus gleichem Guß in Beziehung gebracht [2]).

Dabei ergibt sich kurz folgendes. Die Exponentialformel von SCHÜLE verträgt, wie erwartet, keine Extrapolation nach kleinen Deformationen hin. Denn hier gewinnt das HOOKEsche Gesetz Geltung. Als ausreichender Ersatz erscheint nach meinen bisherigen Berechnungen eine früher schon von Herrn HARTIG [3]) vorgeschlagene Gleichung:

$$E = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E_0 - c\sigma.$$

---

[1]) Alle darauf bezüglichen Messungen, sowie die chemischen Analysen des Eisens siehe bei W. DITTENBERGER, Mitt. über Forsch.-Arb., Heft 9, S. 60—69, 1903; C. BACH, ebenda, S. 70—77.

[2]) Hr. BACH selbst machte mich freundlichst auf das Interesse aufmerksam, welches die Untersuchung jener Stäbe in meiner Versuchsanordnung bieten würde.

[3]) E. HARTIG, Der Zivilingenieur 39, 113—138, 425—472, 1893; siehe auch FÖPPL, Vorl. über techn. Mechanik 3, Festigkeitslehre, S. 54.

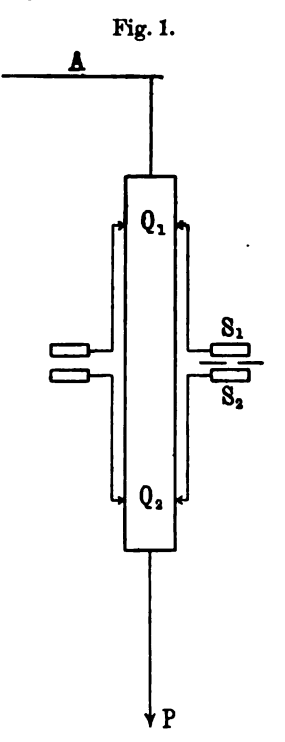
In Worten: Der Elastizitätsmodul nimmt linear mit der Spannung ab. Dies Gesetz vermag z. B. auch die früher von Herrn Kohlrausch und mir für unsere Biegungsversuche benutzte Gleichung zu ersetzen, während letztere bei der Darstellung der heute zu besprechenden Versuche versagt.

Ich gehe nunmehr auf die Messungen ein.

Dehnungsversuche.

Die Gußeisenstäbe waren, wie die des Herrn Bach, aus den rohen Gußstangen auf 2 cm Durchmesser abgedreht und hatten eine Länge von 27,5 cm. Der Stab wurde nach Art der schematischen Skizze[1]) (Fig. 1) am oberen Ende seiner Längsachse von einer dünnen Stahlsaite (0,55 mm Durchmesser) getragen, die ihrerseits an einem Wandarm *A* befestigt war. Am unteren Ende der Stabachse greifen die Belastungsgewichte *P* wieder mittels einer gleichen Stahlsaite an. Die Dauerbelastung betrug 5 kg, abgesehen von der hier nicht in Betracht gezogenen Belastung von etwa 0,6 kg durch das Eigengewicht des Stabes und der Gewichtsschale. Die Zusatzbelastungen betrugen bis etwa 25 kg, da der Apparat nicht stärker beansprucht werden konnte.

Fig. 1.



Die Dehnung des Stabes ist bei diesen verhältnismäßig geringen Belastungen von der Größenordnung der Lichtwellenlängen und wird zwischen zwei etwa 16 cm voneinander entfernten Querschnitten Q_1, Q_2 des Stabes optisch nach dem Interferenzprinzip gemessen. Dazu ist mit jedem Querschnitt eine von zwei planen, durchsichtig versilberten, spiegelnden Glasflächen S_1, S_2 starr verbunden, und zwar so, daß diese sich in horizontaler Lage mit nur 2 bis 3 mm Luftabstand

[1]) Eine ausführliche Beschreibung des Apparates wird an anderer Stelle erfolgen.

parallel gegenüberstehen. Schickt man durch die so begrenzte planparallele Luftschicht parallel gemachtes, monochromatisches Licht, so entstehen bekanntlich für das auf Unendlich eingestellte Auge oder Fernrohr HAIDINGERsche Interferenzringe[1]).

An diesen macht sich nun aber jede Parallelverschiebung der Querschnitte Q_1 und Q_2 gegeneinander bzw. die gleich große Abstandsänderung der Spiegelflächen S_1 und S_2 durch Hervorquellen oder Versinken der Ringe bemerkbar. Die Beobachtung der Ringverschiebung läßt sich am besten in der Weise ausführen, daß man diejenigen Belastungen P ermittelt, welche das Ringbild um eine ganze Anzahl von Ringen verschieben, so daß es seine vorige Gestalt wiedergewinnt. So ist es möglich, die einem Ringe entsprechende Belastung auf etwa 1 Proz. sicher zu bestimmen.

Einem Ringe entspricht bei dem benutzten Lichte der grünen Hg-Linie eine Verlängerung der etwa 16 cm betragenden Meßlänge um eine Halbwelle oder $27{,}3 \cdot 10^{-6}$ cm, also eine Längsdilatation von $1{,}7 \cdot 10^{-6}$. Den hundertsten Teil dieser Größe, also $1{,}7 \cdot 10^{-8}$, halte ich noch für sicher beobachtet.

Bei der Dehnung der Stäbe treten unvermeidliche Biegungen[2]) auf, die, wie leicht ersichtlich, zur gemessenen Abstandsänderung der Spiegelflächen einen Beitrag liefern können. Sie werden aber eliminiert durch Beobachtungen an zwei zur Stabachse symmetrisch gelegenen Spiegelflächenpaaren (Fig. 1), die nach einer halben Umdrehung des Stabes um seine Achse nacheinander an derselben feststehenden Blende, die in der Figur zwischen den Platten S_1 und S_2 angedeutet ist, zur Wirksamkeit kommen.

Wegen des erheblichen Querschnitts der Gußeisenstäbe A und GK und der notwendigen Beschränkung auf Belastungen bis etwa 25 kg habe ich nur Verschiebungen bis zu 4 oder 5 Ringen beobachten können. Eine Abweichung vom HOOKEschen Gesetz war bei diesen Versuchen noch nicht nachzuweisen. Elastische Nachwirkung war nicht zu bemerken.

Das Resultat meiner Messungen kann ich daher kurz in folgender Tabelle (1) zusammenfassen, in welcher der Querschnitt

---

[1]) Vgl. z. B. O. LUMMER, MÜLLER-POUILLETS Lehrbuch, 9. Aufl., 2 [1], § 349, 1897.

[2]) Vgl. z. B. A. MARTENS, Materialienkunde f. d. Maschinenbau 1, 1898, § 78.

Q, die Meßlänge L und deren Verlängerung ΔL für 1 kg Belastung, gemessen in Halbwellen des grünen Quecksilberlichtes, verzeichnet ist. Daraus folgt nach dem HOOKEschen Gesetz der Elastizitätsmodul $E_{stat.}$.

Tabelle 1.

Eisen	Q cm²	L cm	ΔL 0,0₄273 cm	$10^{-2}E_{stat.}$ kg/cm²	$10^{-2}E_{akust.}$ kg/cm²
GK . .	3,1734	16,425	0,1798	10540 (17,3° C)	10510 (19° C)
A . . .	3,1497	16,315	0,1428	13290 (16,4°)	13480 (18°)

Akustische Methode.

Die Grundtöne der freien transversalen Eigenschwingungen der Stäbe wurden erzeugt, indem man die Stäbe an den beiden Knoten in Fadenschlingen horizontal aufhing und in der Mitte mit einem Gummiball leicht anschlug. Als Schwingungszahlen der hinreichend anhaltenden Töne ergaben sich für GK 894, für A 1000 Schw./Sek. Mit diesen berechnet man nach der bekannten Theorie der Transversalschwingungen[1]) die Elastizitätsmoduln $E_{akust.}$ in Tab. 1, also Zahlen, welche mit denen aus den statischen Messungen ziemlich gut übereinstimmen[2]).

Um hieraus für den Zweck der vorliegenden Untersuchung Schlüsse zu ziehen, hat man noch festzustellen, von welcher Größenordnung die Dilatationen und Kontraktionen sind, die der akustischen Bestimmung des Elastizitätsmoduls zugrunde liegen.

Dazu habe ich die Amplitude der Schwingung beim Verhallen des Tons zu schätzen gesucht, indem ich auf den Stab eine so kleine, aber meßbare mechanische Energie übertrug, daß sein Grundton eben hörbar erklang. Aus der Energie berechnet sich die Amplitude und das Dehnungsverhältnis der Stabfasern. Der Stab A wurde z. B. zu noch gut hörbarem Tönen gebracht, wenn die 15 mg schwere Stahlkugel eines Fadenpendels von 20 cm Länge aus $^1/_2$ cm seitlicher Entfernung senkrecht gegen die Staboberfläche fiel, die sie in der Ruhelage gerade berührte.

[1]) Vgl. z. B. Lord RAYLEIGH, Theory of Sound, 2. Ed., Vol. 1, Ch. 8, 1894.

[2]) Der 1,4 Proz. betragende Unterschied bei A dürfte zum Teil sich aus der ungenauen Bestimmung der Schwingungszahl erklären, da der Stab zwei Grundtöne besitzt, die miteinander etwa 9 Schwebungen geben.

Wenn auch die Kugel nur einen Teil ihrer kinetischen Energie auf den Stab übertragen hat, während der übrige Teil in ihrer rückkehrenden Bewegung erhalten blieb, und obwohl nur ein Teil der vom Pendel abgegebenen Energie in der Schwingung des Grundtons enthalten ist, so können wir doch, um eine obere Grenze für die Stabamplitude zu berechnen, annehmen, die Energie der Grundschwingung sei gleich der ursprünglichen des Pendels. Ich gebe hier nur das Resultat der Rechnung an. Es beträgt die Gesamtenergie der Schwingung 0,18 Erg,

die Amplitude der Stabmitte $+4{,}7 \cdot 10^{-6}$ cm,
" " " Stabenden $-7{,}7 \cdot 10^{-6}$ cm.

Das Dehnungsverhältnis in der Stabmitte für die äußersten Oberflächenfasern, also die maximale im Stabe vorkommende Deformation, berechnet sich zu $1{,}8 \cdot 10^{-7}$, entsprechend der Verschiebung von $^1/_{10}$ Interferenzring bei den statischen Versuchen.

Also ist beim Ausklingen des Stabtons das mittlere Dehnungsverhältnis sicher unterhalb dieser weitgesteckten oberen Grenze geblieben. Dagegen mag es sie unmittelbar nach dem Anschlagen des Tons überschritten haben. Man wird daher sagen dürfen, daß bei der akustischen Bestimmung die Deformationen von gleicher Größenordnung oder kleiner sind als bei der statischen. Damit stimmt überein, daß eine Änderung der Tonhöhe beim Ausklingen nicht wahrnehmbar ist, der Elastizitätsmodul also noch als unabhängig von der Größe der Deformation gelten kann.

Nunmehr dürfte auch der Schluß gerechtfertigt sein, daß der Elastizitätsmodul für Zug bei kleinen Deformationen gleich dem für Druck wird[1]), denn dies ist die einfachste Erklärung für die Gleichheit der $E_{stat.}$ und $E_{akust.}$ (Tab. 1).

Vergleich mit Bachs Versuchen.

Herrn Bachs Messungen beziehen sich, wie gesagt, auf Material aus demselben Guß. Sie sind in Tab. 2 und 3 mit meinen Messungen zusammengestellt.

---

[1]) Vgl. hierzu Bach, Elastizität u. Festigkeit, 4. Aufl., S. 30, 1902, wo die Extrapolation der Formel $\varepsilon = \alpha\sigma^m$ aus Zug- und Druckversuchen am gleichen Gußeisen zur entgegengesetzten Annahme verleitet.

Tabelle 2.

Gußeisen *G K.*

	1 σ kg/cm²	2 $10^6 . \Delta \varepsilon$ beob.	3 $10^6 . \Delta \varepsilon$ ber. 1	4 $10^6 . \Delta \varepsilon$ ber. 2	5 $10^{-2} . E$ beob.	6 $10^{-2} . E$ ber. 1a
Grüneisen	0	—	—	—	—	10 603
	1,576	Ausgangs-belastung	—	—	—	588
	3,457	1,79	1,78	0,09	—	571
	5,332	3,56	3,55	0,22	10 540	554
	7,215	5,33	5,34	0,39	(17,3° C)	536
	9,042	7,09	7,08	0,58	—	520
Bach	159,2	Ausgangs-belastung	—	—	—	9133
	—	—	—	—	7500	—
	477,7	425	421	425	—	6193
	—	—	—	—	4610	—
	796,2	1115	1118	1115	—	3253
	1114,6	(2077)	3651	2030	—	—

Tabelle 3.

Gußeisen *A.*

	1 σ kg/cm²	2 $10^6 . \Delta \varepsilon$ beob.	3 $10^6 . \Delta \varepsilon$ ber. 1	4 $10^6 . \Delta \varepsilon$ ber. 2	5 $10^{-2} . E$ beob.	6 $10^{-2} . E$ ber. 1a
Grüneisen	0	—	—	—	—	14 019
	1,587	Ausgangs-belastung	—	—	—	011
	4,049	1,84	1,76	0,32	13 290	13 999
	6,467	3,68	3,49	0,72	(16,4° C)	986
	8,893	5,50	5,22	1,18		974
Bach	159,2	Ausgangs-belastung	—	—	—	13 215
	—	—	—	—	12 740	—
	477,7	250	257	239	—	11 607
	—	—	—	—	10 520	—
	796,2	553	553	551	—	9 998
	—	—	—	—	9 150	—
	1114,6	901	899	914	—	8 390
	—	—	—	—	7 560	—
	1433,1	1322	1321	1318	—	6 782
	1751,6	1862	1857	1757	—	5 173

Neben den Spannungen σ (kg/cm²) finden Sie die diesen entsprechenden elastischen oder „federnden" Längsdilatationen $\Delta\varepsilon$, gemessen von der jeweiligen Ausgangsbelastung an. Kolumne 5 zeigt die starke Änderung des beobachteten Elastizitätsmoduls mit der Spannung. Für meine Versuche ist nur der aus Tab. 1 entnommene Mittelwert angegeben, während Herr BACH den Modul für jede Belastungsstufe als Quotient von Spannungs- und Dehnungszunahme berechnet hat. Er gilt hier also für Spannungen, die etwa den Mittelwerten der aufeinanderfolgenden σ entsprechen [1].

Die Kolumnen 3 und 4 dienen der Prüfung der Formeln von HARTIG und SCHÜLE. Kolumne 3 ist berechnet aus der Gleichung

$$\varepsilon = \frac{1}{c} \log nat \frac{E_0}{E_0 - c\sigma} \quad \ldots\ldots \quad 1)$$

welche aus der oben erwähnten Form

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = E_0 - c\sigma \quad \ldots\ldots \quad 1a)$$

durch Integration folgt. Kolumne 4 ist berechnet aus

$$\varepsilon = \alpha\sigma^m \ldots\ldots \quad 2)$$

Für die Konstanten sind folgende Werte gesetzt:

Eisen	$10^{-2} . E_0$	c	$10^{-2} . \frac{1}{\alpha}$ [2])	m [2])
GK	10 603	923	674 170	1,691
A	14 019	505	153 250	1,371

Man sieht, daß die SCHÜLEsche Exponentialformel 2 nach kleinen Deformationen hin völlig versagt, die HARTIGsche Formel 1 bei GK sehr gut stimmt [3]), bei A im ganzen auch den Verlauf gut darstellt. Allerdings gibt hier die den BACHschen Zahlen angepaßte Formel um 5 Proz. kleinere Dilatationen, als ich sie beobachtet habe. Entsprechend ist auch die Konstante der Formel

$$E_0 = 1401900$$

[1]) Die bei Hrn. BACH nicht einzeln angegebene Versuchstemperatur dürfte etwa 21° gewesen sein, also höher als bei mir. In Anbetracht der geringen Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Temperatur kommt aber nicht viel darauf an.

[2]) Nach BACH.

[3]) BACH selbst klammert die letzte Zahl $\Delta\varepsilon$ ein, weil auf dieser Belastungsstufe trotz großer Zahl der Wechsel die Dehnung fortgesetzt wuchs.

um 5 Proz. größer, als ich an meinem Stabe den Elastizitätsmodul nach zwei Methoden gefunden habe. Doch ist der Unterschied kaum größer, als er aus der Verschiedenheit der Materialproben erklärt werden kann[1]).

Nehmen wir einmal die HARTIGsche Formel als wahren Ausdruck für das Verhalten des Gußeisens an, so zeigt sie, daß für mein Versuchsgebiet das HOOKEsche Gesetz innerhalb 1 Proz. gilt. Denn die nach Gleichung 1a) zu den σ gehörigen Elastizitätsmoduln (Kolumne 6, Tab. 2 u. 3) unterscheiden sich um weniger als 1 Proz. von den Formelkonstanten E_0.

Schluß.

Das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen erweist sich also insofern als normal, als die Beziehung zwischen Spannung und Dehnung in das HOOKEsche Gesetz übergeht, und der Elastizitätsmodul für Druck und Zug der gleiche wird[2]).

Wieweit das Gesetz (1a), daß der Elastizitätsmodul linear mit der Spannung sich ändert, allgemeinere Geltung besitzt, vermag ich nicht zu entscheiden. Auf Versuche an Metallen habe ich die Beziehung immer mit Erfolg angewendet, z. B. auch auf die von J. O. THOMPSON, wo sie freilich beim Messing der THOMPSONschen Formel mit drei Konstanten erheblich unterlegen ist.

Da für technische Zwecke das Bedürfnis nach einer mathematischen Beziehung zwischen elastischer Dehnung und Spannung vorliegt, so wäre es jedenfalls mit Freude zu begrüßen, wenn eine solche gewählt werden könnte, die mit dem Verhalten des Materials bei schwachen Deformationen vereinbar ist.

---

[1]) Es sei hier bemerkt, daß die nähere Bezeichnung meiner Stabexemplare *GK* 3 und *A* 6 war, während die hier benutzten Zahlen von BACH für *GK* 3 und *A* 1 gelten. *A* 1 zeigte nach BACH Fehler im Material.

[2]) Den gleichen Schluß gestattet die Extrapolation der HARTIGschen Formel, angewendet auf BACHs Zug- und Druckversuche am Gußeisen III (Elast. u. Festigkeit, 4. Aufl., S. 25 ff., 1902). Vgl. die Anmerkung [1]), S. 474.

Über ein registrierendes elektrisches Widerstandsthermometer, welches für graphische Aufzeichnung von Fiebertemperaturen verwendbar ist;

von Th. Bruger.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 20. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Ein registrierendes elektrisches Fernthermometer von solcher Empfindlichkeit, daß noch zehntel Grade angezeigt werden, scheint besonders auch als Fieberthermometer von gewisser Bedeutung zu sein, wenigstens wurde schon seit lange von ärztlicher Seite der Wunsch geäußert, einen derartigen Apparat für Aufzeichnung der Temperaturkurve eines Fieberkranken zur Verfügung zu haben. Die Lösung der hier gestellten Aufgabe war nicht ganz einfach und erst nach Jahren ist es gelungen, das vorliegende Instrument fertigzustellen, welches, wie ich hoffe, den gestellten Anforderungen genügen wird, wenngleich sich in verschiedenen Einzelheiten, wie z. B. bezüglich der Form des eigentlichen Thermometers, wohl noch Verbesserungen werden anbringen lassen.

Bevor ich zur Beschreibung des Apparates selbst übergehe, möchte ich mir erlauben, wenigstens ganz kurz auf die für die Konstruktion elektrischer Temperaturmesser maßgebenden Gesichtspunkte hinzuweisen:

Zu den Hauptvorteilen, welche die Anwendung elektrischer Prinzipien für Temperaturmeßapparate mit sich bringt, gehört neben der auf diese Weise erreichbaren Erweiterung des ganzen der Messung zugänglichen Temperaturbereiches nach oben und nach unten die Möglichkeit, Fernmessungen und Fernregistrierungen vornehmen zu können, und zwar gilt das für die beiden in Betracht kommenden elektrischen Methoden, die thermoelektrische und die des elektrischen Widerstandsthermometers. In anderer Hinsicht und besonders auch bezüglich ihres Verwendungsgebietes unterscheiden sich dagegen diese beiden Methoden, und man kann sagen, daß sich das Widerstandsthermometer infolge seiner Eigen-

schaft, direkt die gesuchte Temperatur zu ergeben, und da es gegen geringe Struktur- oder sonstige Änderungen seiner Materialkonstanten empfindlich ist, besonders für mittlere und niedrige Temperaturen eignet, während das Thermoelement, welches Temperaturdifferenzen anzeigt, zur Messung dieser, und da bei geeigneter Wahl der Materialien die Thermokraft auch bei längerem Gebrauch in hohen Temperaturen sich als unveränderlich erweist, auch zur Hochtemperaturmessung geeignet erscheint.

Für den hier in Frage kommenden Zweck, verhältnismäßig niedrige Temperaturen direkt genau anzuzeigen bzw. zu registrieren, war also das Widerstandsthermometer das allein brauchbare, und es handelte sich darum, sowohl das eigentliche temperaturempfindliche Thermometer wie auch den Anzeigeapparat den besonderen Anforderungen des vorliegenden Falles entsprechend einzurichten. Das auf Temperaturänderungen durch Änderung seines elektrischen Widerstandes reagierende Thermometer besteht im Prinzip aus einem draht- oder bandförmigen Leiter von ausreichend großem Temperaturkoeffizienten und von einschließlich seiner Schutzhülle relativ geringer Masse. Überlegung und Erfahrung lehrten, daß es nicht sowohl darauf ankommt, für das Thermometer ein Widerstandsmaterial zu wählen, welches die größtmögliche Widerstandsänderung bei einer gegebenen Temperaturänderung aufweist — übrigens betragen die größten Unterschiede für die hier in Betracht kommenden Leiter in dieser Hinsicht überhaupt nur etwa 25 Proz. —, sondern in erster Linie darauf, daß der Temperaturkoeffizient eine wirklich konstante Größe bleibt, sich also nicht im Laufe der Zeit bei Benutzung des Thermometers in verschiedenen Temperaturen ändert, und daß das gewählte Material immer mit gleichem Temperaturkoeffizienten nachgeliefert werden kann, also in seinen hier in Frage kommenden Eigenschaften reproduzierbar ist. Diesen Forderungen genügt das ganz reine Platin (wie es z. B. auch für thermoelektrische Temperaturmessung Verwendung findet) und es hat sich speziell gezeigt, daß nur dieses immer wieder mit gleichem Temperaturkoeffizienten hergestellt werden kann. Die äußere Form des Widerstandsthermometers richtet sich nach dem speziellen Zwecke, dem dasselbe dienen soll; bei einer seit vielen Jahren bewährten Konstruktion für technische Meßzwecke ist das Platin in Form eines

sehr dünnen Bandes auf eine Glimmerplatte gewickelt, durch zwei Glimmerdeckplatten geschützt und eventuell noch in eine schmale scheidenförmige Kupferhülse eingeschlossen, so daß dies Widerstandsthermometer dann auch für Flüssigkeitsmessungen dienen kann. Im vorliegenden Falle wurde versucht, dem Instrument kleine Abmessungen zu geben, damit der Patient durch dasselbe möglichst wenig belästigt wird. Das dünne Platinband hat bei der einen Ausführungsform in einer schwach konischen Silberhülse Platz gefunden und ist mit seinen Enden an ein sehr biegsames Doppelkabel angeschlossen. Bei der zweiten Ausführungsform ist der Platinwiderstand auf eine Kupferplatte gewickelt und ebenfalls von einer dünnen Silberhülse umgeben, während Anschlußkabel wie bei dem vorigen Modell zur Verbindung mit dem Anzeige- oder Registrierapparat dienen. Das letztere Modell soll besonders bei Messungen in der Achselhöhle Verwendung finden.

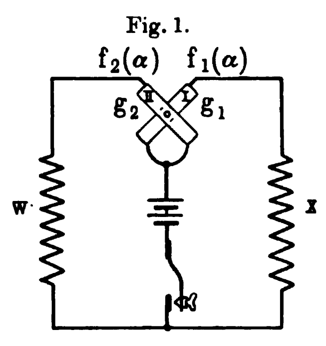
Zu dem eigentlichen Widerstandsthermometer gehört nun ein Anzeige- oder Registrierapparat, an welchen, zumal im vorliegenden Falle, bezüglich seiner Empfindlichkeit und Genauigkeit ziemlich hohe Anforderungen gestellt werden:

Der betreffende Apparat muß natürlich ein Widerstandsmesser sein, aber so eingerichtet werden, daß er den gesuchten Widerstand oder in unserem Falle die vom Widerstande abhängige Temperatur direkt durch Zeigerausschlag anzeigt, ohne dabei des Vorteils der für Widerstandsmessung üblichen Nullmethoden, nämlich der Unabhängigkeit seiner Angaben von der Meßspannung, zu entbehren. Ausschlagsmethoden, die auf Strommessungen herauskommen und also je nach der Meßspannung verschiedene Werte ergeben, sind hier natürlich ebensowenig brauchbar wie eine reine Nullmethode, welche für die Messung eine Manipulation, bestehend in der Veränderung eines Widerstandes, erfordert. Es bleibt, wie mir scheint, hier als brauchbares Prinzip nur dasjenige, nach welchem ein Widerstand durch das Verhältnis einer Spannung und eines Stromes bzw. zweier Ströme gemessen wird, und dieses Prinzip habe ich zur Konstruktion eines Drehspulinstruments benutzt, dessen Wirkungsweise nun kurz erläutert werden soll:

Ein festes ringförmiges Magnetfeld wird erzeugt durch einen Permanentmagneten von Hufeisenform mit zylindrisch ausgebohrten

Polschuhen und zentral in der Bohrung angeordnetem Eisenkern von ovalem Querschnitt. In diesem Felde ist leicht drehbar angeordnet ein System von zwei fest miteinander und mit der Drehachse verbundenen Spulen, die einen Winkel miteinander bilden und außer den elektromagnetischen keinen Richtkräften weiter unterliegen. Beide Spulen sind an dieselbe Meßbatterie angeschlossen und der einen dabei ein bekannter unveränderlicher Widerstand (w), der anderen der veränderliche zu messende (x), also hier das Widerstandsthermometer, vorgeschaltet. Das Schema, welches sich so ergibt und welches Fig. 1 darstellt, entspricht also dem des Differentialgalvanometers, in der Wirkungsweise ist dagegen ein wesentlicher Unterschied vorhanden, begründet in der Lage der Drehspulen zueinander und zu dem festen Felde und in dem Umstande, daß das Spulensystem, solange kein Strom hindurchfließt, keinen Richtkräften unterliegt, also in jeder Lage stehen bleibt. Wird jedoch der Meßstrom geschlossen und der Wickelungssinn bzw. die Schaltung der beiden Drehspulen so gewählt, daß sie sich nach entgegengesetzten Richtungen zu drehen streben, so kann man für das Gesamtdrehmoment schreiben:

Fig. 1.



$$D = H_1 . i_1 . n_1 - H_2 . i_2 . n_2,$$

wo H_1 und H_2 die für die beiden Spulen in Betracht kommenden Komponenten des festen Feldes, i_1 und i_2 die in beiden zirkulierenden Ströme und n_1 und n_2 die Windungszahlen beider Spulen bedeuten. Berücksichtigt man, daß

$$i_1 = \frac{e}{x + G_1} \quad \text{und} \quad i_2 = \frac{e}{w + G_2}$$

ist, wo G_1 und G_2 die Widerstände der beiden Spulen bedeuten, und daß H_1, sowie H_2 sich mit der Lage der Spulen ändern, also als Funktionen eines Winkels α angesehen werden können, um welchen das System gegen eine feste Anfangslage verdreht ist, so kann man auch schreiben:

$$D = \frac{e . n_1}{x + G_1} \cdot f_1(\alpha) - \frac{e . n_2}{w + G_2} \cdot f_2(\alpha).$$

Sobald dies Drehmoment Null wird, bleibt das System und der mit demselben verbundene Zeiger stehen, so daß man als Bedingung für diesen Fall erhält:

$$\frac{f_1(\alpha)}{f_2(\alpha)} = F(\alpha) = \frac{n_2}{w + G_2} \cdot \frac{x + G_1}{n_1},$$

oder auch:

$$x + G_1 = F(\alpha) \cdot \frac{n_1 (w + G_2)}{n_2},$$

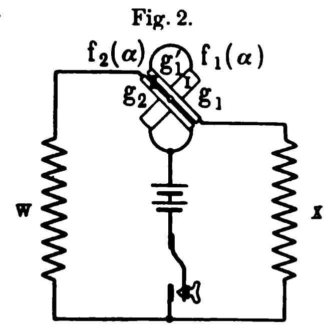
das heißt:

$$x = K.F(\alpha) - G_1,$$

wo K und G_1 Konstanten sind. Die Einstellung des Instrumentzeigers bzw. der Winkel α hängt also außer von den mit der Konstruktion des Instruments gegebenen Konstanten lediglich von x, nicht aber von der Spannung der Meßbatterie ab, und man kann dasselbe mit einer Skala versehen, auf welcher direkt der gesuchte Widerstand oder die von demselben abhängige Temperatur abgelesen wird. Der Verlauf dieser Skala ist wesentlich durch den der Funktionen $f_1(\alpha)$ und $f_2(\alpha)$, d. h. durch die Kraftlinienverteilung im festen Magnetfelde bedingt und es wird einem Felde, dessen wirksame Komponenten sich mit Drehung des Spulensystems sehr rasch ändern, ein großer Meßbereich, einem solchen dagegen, das sich sehr langsam ändert, ein kleiner Meßbereich entsprechen. Da in dem hier in Betracht kommenden Falle der Thermometerwiderstand nur relativ wenig mit der Temperatur variiert (bei Verwendung von Platin um etwa 0,39 Proz. pro Grad C), so ist das permanente Magnetfeld so einzurichten, daß seine für das Drehmoment in Betracht kommenden Komponenten ebenfalls nur wenig mit α variieren, und damit ist der Natur der Sache nach auch eine Verringerung der Richtkraft des Systems verbunden, die durch Verstärkung des Meßstromes nur bis zu einem gewissen Grade wieder ausgeglichen werden kann, weil ein zu starker Strom den Thermometerwiderstand erwärmen und dadurch Fehler in das Meßresultat bringen würde; man ist also hier darauf angewiesen, durch Erhöhung der Windungszahl auf den Spulen die Richtkraft zu vergrößern. In diesen Verhältnissen liegt die Hauptschwierigkeit, welche die Messung sehr kleiner Temperaturänderungen bietet, und sie wird noch erhöht dadurch, daß die Erzeugung eines sehr wenig, aber dabei ganz

regelmäßig veränderlichen Feldes eine außerordentlich exakte mechanische Herstellung des ganzen Magnetsystems bedingt. Man kann indessen auch zum Ziel gelangen, wenn man das Magnetfeld stärker veränderlich, als der Meßbereich erfordert, herstellt und eine Hilfsspule mitwirken läßt, welche, mit x in Serie geschaltet, im Felde die gleiche Lage einnimmt wie die mit w verbundene Wickelung, aber der letzteren entgegenwirkt. Fig. 2 stellt diese Schaltung dar, deren Wirkungsweise sich leicht erklärt durch die Bemerkung, daß mit steigendem x der Strom sowohl in G_1 wie in G_2 abnimmt, also gleichzeitig das Spule I entsprechende Drehmoment kleiner wird und das der Doppelspule II entsprechende Gesamtdrehmoment größer. Das Verhältnis beider Drehmomente und auch $F(\alpha)$ ändert sich also bei gleicher Änderung von x stärker als ohne Hilfsspule. Wie mir nachträglich bekannt geworden ist, hat zuerst Professor ULBRICHT ein ähnliches Prinzip zur Konstruktion eines Proportionalgalvanometers benutzt. — Unter Berücksichtigung aller vorstehend angeführten Hilfsmittel läßt sich nun aber doch ein Instrument herstellen, welches auch bezüglich der Sicherheit der Einstellung allen Anforderungen genügt.

Fig. 2.



Die äußere Form eines Anzeigeapparates zeigt Fig. 3, die innere Einrichtung entspricht genau den obigen Ausführungen: Das permanente Magnetsystem ist so eingebaut, daß die Kraftlinien desselben horizontal verlaufen, und das System der gekreuzten Drehspulen ist, damit die Lagerreibung möglichst gering wird, um eine vertikale, an den Enden mit Edelsteinlagern versehene Achse zwischen zwei festen Spitzen drehbar angeordnet.

Fig. 3.



Wenn der Apparat wie das hier dargestellte Modell als Wandinstrument dienen soll, wird der sich in der Horizontalebene drehende Zeiger vertikal abgekröpft und spielt vor einer bogenförmigen Skala. Die Wickelungs- und Widerstandsverhältnisse, sowie die Form des festen Feldes sind so gewählt, daß die auf

Fig. 4.



der Skala befindliche Teilung in Temperaturgrade im großen und ganzen gleichförmig verläuft. Außer diesem Wandinstrument wird auch ein transportables Instrument im Holzkasten mit horizontaler von oben abzulesender Skala hergestellt.

Bei Ausbildung des Apparates als Registrierinstrument mußte, damit der aufgezeichnete Kurvenzug genau den Temperaturverlauf wiedergibt, das Prinzip der intermittierenden punktweisen Regi-

strierung zur Anwendung kommen, weil die verfügbaren Kräfte zu klein sind, um die Reibung einer dauernd mit der Schreibfläche in Berührung stehenden Schreibfeder zu überwinden: Der federnde Zeiger spielt über einer Skala für direkte Ablesung und trägt unterhalb der letzteren einen senkrecht nach unten gebogenen Silberstift, der für gewöhnlich frei über dem präparierten Papier der Registriertrommel schwebt. Alle 30 Sekunden wird derselbe jedoch durch den über ihm angeordneten Metallbogen, welcher in geeigneter Weise mit dem die Registriertrommel drehenden Uhrwerk gekuppelt ist, nach unten gedrückt und hinterläßt auf dem Registrierstreifen eine punktförmige Marke. Die einzelnen Punkte liegen jedoch, da es sich hier um relativ langsam veränderliche Vorgänge handelt, so nahe beieinander, daß sie einen kontinuierlich erscheinenden Kurvenzug bilden, der ein getreues Bild des zu kontrollierenden Temperaturverlaufes gibt. Die Auswertung dieser Kurve erfolgt mittels einer durchsichtigen Glasskala, welche eine Teilung in zehntel Celsiusgrade enthält und, auf den Registrierstreifen gelegt, sofort die einem beliebig gewählten Punkte der Kurve entsprechende Temperatur abzulesen gestattet. Die Umdrehungszeit der Registriertrommel ist vorläufig auf zwölf Stunden festgesetzt, nach welcher Zeit das Uhrwerk von neuem aufgezogen werden muß. Fig. 4 gibt ein Bild des Apparates, der, wie auch alle vorher besprochenen, in den Werkstätten der Firma Hartmann und Braun, A.-G., hergestellt wird.

Die Handhabung und Inbetriebsetzung des ganzen Instruments ist überaus einfach: Nachdem das kleine Widerstandsthermometer an geeigneter Stelle untergebracht ist, schraubt man die Enden des Fernleitungskabels an die mit x bezeichneten Klemmen des Registrierapparates und verbindet mit dem zweiten Klemmenpaar derselben den Akkumulator unter Berücksichtigung der Polbezeichnung. Hierauf schaltet man ein, indem man den auf der linken Seite des Apparates sichtbaren Knebel so dreht, daß der eingravierte Pfeil auf „Eins" deutet, und setzt das Uhrwerk in Betrieb, indem man den an der rechten Seite desselben befindlichen Messinghebel nach hinten legt. Für den Transport ist das Spulensystem durch die hinten am Kasten befindliche Arretierschraube zu arretieren.

Über die Intensität der beiden Schwingungen eines gekoppelten Senders;

von Max Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für angewandte Mathematik und Physik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Um bei der Telegraphie ohne Draht eine gleichzeitige, störungsfreie Zeichenübertragung zu ermöglichen, handelt es sich darum, die Dämpfung der Wellen zu verringern, ohne gleichzeitig ihre Intensität zu sehr zu schwächen.

Durch Einführung seiner gekoppelten Sender hat Braun eine Verstärkung der Intensität und eine Verringerung der Dämpfung bewirkt. Dabei entstehen zwei Wellen verschiedener Periode. Zum Telegraphieren braucht man nur einen dieser Wellenzüge, der andere ist unnützer Ballast. Es fragt sich, ob man nicht eine weitere Verbesserung erzielen könnte, indem man die Wirkung der einen Welle auf Kosten der anderen verstärkt.

In seiner letzten Arbeit hat Slaby [1]) Versuche darüber angestellt, ob diese Bevorzugung einer der Wellen durch Verstimmung des Kondensatorkreises gegen das Sendersystem zu erreichen sei. Leider sind seine Ergebnisse infolge falscher Versuchsanordnung nicht einwandfrei.

Die Theorie ergibt, daß der Stromeffekt im Sender und damit die ausgesandte Energie stets durch Verstimmung kleiner wird. Hingegen kann der Stromeffekt im Empfänger unter Umständen durch Verstimmung vergrößert werden, indem die Dämpfung einer der Wellen durch die Verstimmung verringert wird. Jedoch ergibt die Theorie ferner, daß die Verbesserung durch Verstimmung nur dann eintritt, wenn die Dämpfung des

---

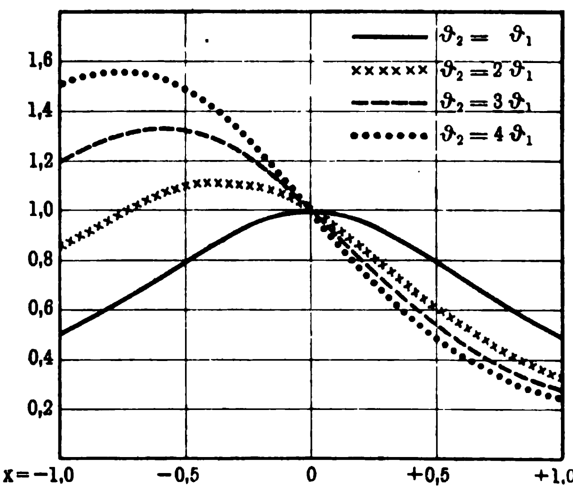
1) A. Slaby, Elektr. ZS. 1904 und 1905.

Kondensatorkreises (δ_1) größer oder kleiner ist als die des Sendersystems (δ_2). Je größer diese Differenz der Dämpfungen ($\delta_1 - \delta_2$) ist, um so größer muß die Verstimmung sein, bei der das Maximum des Stromeffekts im Empfänger auftritt, und um so höher ist dieses Maximum (vgl. Fig. 1).

Experimentell wurde die Wirkung der Verstimmung mit Hilfe der von ZENNECK[1]) ausgearbeiteten BJERKNESschen Resonanzmethode untersucht. Es ergaben sich im wesentlichen mit der

Fig. 1.

Wirkung der Verstimmung bei verschiedener Dämpfung der beiden Systeme.



Theorie übereinstimmende Resultate. Bei der drahtlosen Telegraphie ist das Sendersystem stärker gedämpft als der Kondensatorkreis; man dürfte daher durch Höherstimmen des Kondensatorkreises eine Verstärkung der Wirkung — um etwa 20 Proz. — und eine gleichzeitige Verringerung der Dämpfung erzielen können.

Bei allen Versuchen erwies sich die höhere der beiden gekoppelten Schwingungen gegenüber der tieferen als bevorzugt.

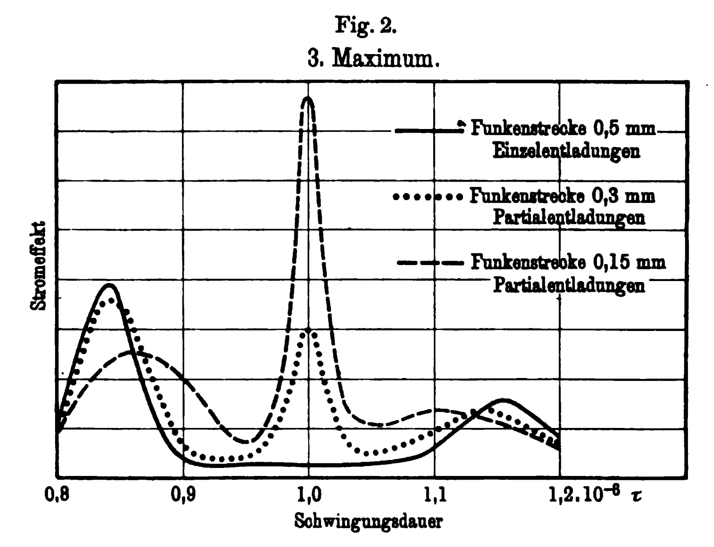
---

[1]) J. ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie, S. 606. Stuttgart, Enke, 1905.

Und zwar rührt dies daher, daß, entgegen der Theorie, nach der die höhere Schwingung die größere Dämpfung haben müßte, gerade diese wesentlich schwächer gedämpft ist als die tiefere.

Die Ursache dieser Abweichung von der Theorie kann nur in dem Verhalten des Funkens gesucht werden. Der Energieverlust durch denselben verteilt sich ungleich auf die beiden Schwingungen. Besonders bei kleinen Funkenstrecken, bei denen der Funkenwiderstand sehr zunimmt, tritt die stärkere Dämpfung der tieferen Schwingung hervor.

Fig. 2.
3. Maximum.



Die an sich geringe Dämpfung der höheren Schwingung kann nun noch, wie oben besprochen, durch Verstimmung weiter verkleinert werden, so daß man auf diese Weise Wellen erhält, die sich besonders gut für gleichzeitige Telegraphie eignen dürften.

Vermindert man die Funkenstrecke unter 0,5 mm, so erhält man Partialentladungen und schließlich bei sehr kleinem Abstand zischende Entladungen. Hierbei trat bei gekoppelten Systemen eigentümlicherweise ein drittes Maximum zwischen den beiden Maximis auf, die den Koppelungswellen entsprechen (vgl. Fig. 2). Die Dämpfung dieser dritten Schwingung kann, wie aus der steilen Form des Maximums hervorgeht, sehr gering sein. Die

Ursache der dritten Schwingung dürfte darin zu suchen sein, daß der Widerstand der sehr kurzen Funkenstrecke nach der Entladung sehr schnell zunimmt, so daß die Schwingungen in dem System I bald verschwinden und nur die im System II übrig bleiben. Dieses schwingt dann für sich als ungekoppeltes Einzelsystem mit der eigenen Schwingungszahl und Dämpfung weiter. Vielleicht gelingt es auf diese Weise, besonders wenig gedämpfte elektrische Schwingungen zu erzielen.

Ein einfaches Verfahren zur Photographie von Wärmestrahlen;

von J. Zenneck.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Das Verfahren beruht auf der bekannten Tatsache, daß manche Entwickler bei niederen Temperaturen fast nicht auf die photographische Platte wirken. Badet man also eine belichtete Platte in einem solchen kalten Entwickler, so wird sie nicht geschwärzt. Nimmt man dann die Platte aus dem Entwickler heraus und läßt z. B. durch ein Diaphragma Wärmestrahlen auf die Platte fallen, so wirkt der Entwickler nur an denjenigen Stellen, an denen die Platte durch die Wärmestrahlen getroffen und erwärmt wird. Nur diese Stellen werden also geschwärzt, und man erhält eine Abbildung des Diaphragmas durch die Wärmestrahlen.

Der Gedanke, die Temperaturempfindlichkeit der Entwickler[1]) zur Photographie von Wärmestrahlen zu verwerten, ist so nahe liegend, daß ich nicht gewagt hätte, an dieser Stelle darüber zu berichten, zumal da die Versuche noch nicht abgeschlossen sind. Allein es hat sich schon jetzt gezeigt, daß die Empfindlichkeit des Verfahrens trotz seiner Einfachheit größer ist, als man wohl von vornherein erwartet. Ich möchte dies an drei Beispielen zeigen.

1. Wärmequelle ein Topf mit nahezu kochendem Wasser. In einer Entfernung von etwa 10 cm davon als Diaphragma ein Blech, in welches ein *W* eingeschnitten ist. Dahinter die Platte. Sie sehen das Bild des *W*, hervorgerufen durch die Wärmestrahlen des Wassers.

---

[1]) Anm. bei der Korrektur: Diese spielte schon vor einigen Jahren eine Rolle, als durch dieselbe L. Graetz (Münch. med. Wochenschr. 1898, Nr. 33) und E. Jacobsen (Photogr. Rundschau 1898, S. 46 ff.) die Strahlen erklärten, welche nach Luys (C. R. de la société de biologie, 29. Mai 1897) die menschliche Hand aussenden sollte.

2. Aus einem Blech ist ein Rechteck und ein Halbkreis ausgeschnitten, das Rechteck mit einer Hartgummiplatte, der Halb-

Fig. 1 [1]).

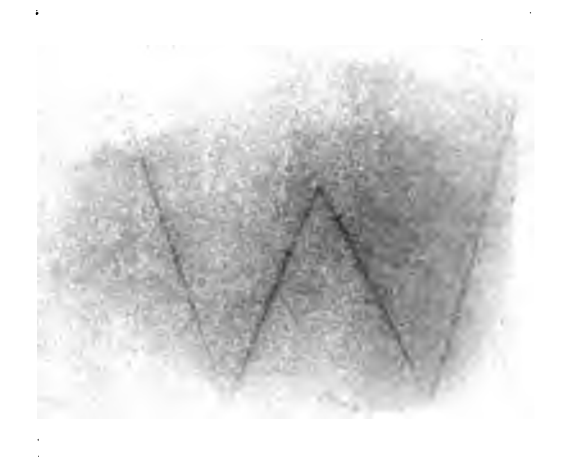


Fig. 2 [1]).



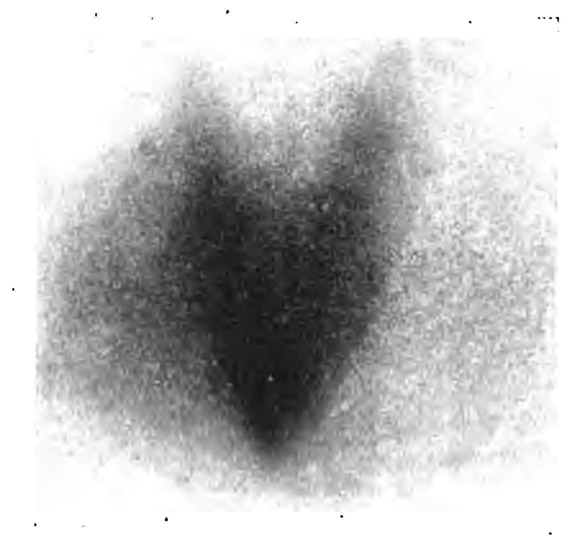
kreis mit einer Glasplatte bedeckt. Dahinter die photographische Platte. Läßt man die Wärmestrahlen eines Topfes mit heißem

---

[1]) Negativ.

Öl oder Blei auf das Blech fallen, so erscheint auf der Platte das Rechteck sehr stark, der Halbkreis sehr schwach abgebildet (Fig. 2): Die langwelligen Wärmestrahlen werden von der Hartgummiplatte weniger stark als vom Glase absorbiert. Ersetzt man die Wärmequelle durch eine Lichtquelle, so bekommt man auf

Fig. 3[1]).



einer in gewöhnlicher Weise behandelten Platte natürlich das Gegenbild: der Halbkreis wird sehr stark, das Rechteck nicht abgebildet.

3. Eine V-förmige Röhre ist so angebracht, daß von ihr ein Hohlspiegel ein möglichst scharfes Bild auf der photographischen Platte entwirft. Läßt man heißes Öl durch die Röhre fließen, so erscheint auf der mit kaltem Entwickler getränkten Platte ein Bild der Röhre, hervorgerufen durch die Wärmestrahlen, die sie aussendet. Unter besonders günstigen Umständen habe ich auch ein schwaches Bild eines Rohres, das von Wasserdampf durchströmt war, erhalten.

Zur Ausführung des Verfahrens bemerke ich noch das Folgende.

---

[1]) Negativ.

Als Entwickler eignen sich Hydrochinon und Glycin, wahrscheinlich auch Rodinal[1]), mit dem ich aber noch keine Versuche machen konnte.

Eine besondere Plattensorte ist zum Gelingen des Versuchs nicht erforderlich. Günstig sind Platten mit dicker Gelatineschicht. Ich habe gute Erfahrungen gemacht mit den sogenannten lichthoffreien Platten von UNGER und HOFFMANN (Berlin-Dresden), habe aber bis jetzt nur sehr wenige vergleichende Versuche angestellt.

Da die Gelatineschicht mit kaltem Entwickler sich nicht kräftig vollsaugt, so empfiehlt es sich, zuerst die unbelichtete Platte in warmem Entwickler zu baden, dann in kalten Entwickler zu bringen, nun zu belichten und sie dann den Wärmestrahlen auszusetzen. Während die Platte den Wärmestrahlen ausgesetzt ist, ist es gut, sie in einen kleinen Kasten zu legen, der von Eis umgeben ist, damit sie sich nicht im ganzen erwärmt.

---

[1]) Anm. bei der Korrektur: Ich schließe das aus der Mitteilung von E. JACOBSEN l. c.

Spektralaufnahmen mit Teleobjektiv;

von M. Wien u. J. Zenneck.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Die Kleinigkeit, über die ich Ihnen zusammen mit Herrn M. Wien berichten möchte, ist in erster Linie für diejenigen bestimmt, denen ein System bedeutender Dispersion nicht zur Verfügung steht. Kommt man unter diesen Umständen in die Lage, eine photographische Spektralaufnahme z. B. mit einem einfachen Prisma machen zu müssen, so ergibt sich eine Schwierigkeit. Auch dann, wenn das Prisma zwei Linien auflöst, erscheinen sie auf der Platte nicht notwendig getrennt. Sie sind nur dann getrennt, wenn ihr Abstand auf der Platte einen gewissen Minimalbetrag übersteigt, dessen Größe in erster Linie von der Plattensorte abhängt. Ist ihr Abstand kleiner, so fließen sie zusammen.

Auf die Gründe dieser Erscheinung will ich nicht eingehen, die Folge derselben ist, daß — wenn ich so sagen darf — das Auflösungsvermögen des photographierten Spektrums geringer ist als das Auflösungsvermögen des Prismas.

Diese Reduktion des Auflösungsvermögens durch die Photographie ist, wie aus dem Gesagten sich ergibt, um so geringer, je größer das Bild des Spektrums auf der Platte, je größer also die Brennweite des Objektivs ist, mit dem man das Spektrum aufnimmt. Photographische Objektive, wie man sie für physikalische Zwecke verwendet, haben wohl meist eine Brennweite, die sich von 25 cm nicht weit entfernt. Will man das Bild nur viermal größer haben, als man es mit einem solchen Objektiv unmittelbar bekommt — nachherige Vergrößerung ist natürlich zwecklos —, so hätte man mit einem Objektiv von 1 m Brennweite und einem Balg von mindestens 1 m Auszugslänge zu arbeiten. Der hohe Preis eines guten Objektivs dieser Brennweite und die

große Empfindlichkeit der ganzen Aufstellung gegen Erschütterungen wird dieses Verfahren meist verbieten.

Günstiger ist für die Aufnahme ein sogenanntes Teleobjektiv zu verwenden, d. h. praktisch gesprochen, zu dem schon vorhandenen Institutsobjektiv ein Telenegativ hinzuzukaufen. Die Kosten betragen zwischen 40 und 100 M., und mit einer einigermaßen stabilen Camera von ganz mäßiger Auszugslänge läßt

Fig. 1a.

Fig. 1b.

Fig. 2a.

Fig. 2b.



sich leicht ein fünf- bis achtmal größeres Bild erzielen, als es das Objektiv allein liefert.

Die Vorteile, die man damit bei Spektralaufnahmen erzielt, mögen folgende Beispiele[1]) zeigen, bei denen ein einfaches Flintglasprisma von etwa 6 cm Basislänge zur Verwendung kam.

1. Die beiden Na-Linien.

   a) Aufnahme mit gewöhnlichem Objektiv, beide Linien nicht getrennt.

---

[1]) Für die Anfertigung der Aufnahmen sind wir Hrn. Dr. Strasser zu Dank verpflichtet.

b) Aufnahme mit Teleobjektiv, beide Linien sehr scharf getrennt.

2. Stickstoffspektrum.

a) Aufnahme mit gewöhnlichem Objektiv: in den Banden fast nirgends irgend welche Einzelheiten erkennbar.

b) Aufnahme mit Teleobjektiv: die „Banden“ in sehr feine Linien aufgelöst.

Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen;

von Hans Witte.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 20. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Meine Herren! Seit langer Zeit ist neben der rastlosen induktiven Erforschung neuer Tatsachen das Streben der Physiker darauf gerichtet, die verschiedenen Gebiete der physikalischen Wissenschaften, wie sie zunächst die Natur den verschiedenen menschlichen Sinnen darbietet — also Mechanik, Akustik, Optik, Elektrizität usw. usw. — durch ein einheitliches Begriffssystem zu beschreiben. Zu diesem Unternehmen ermutigt die Ähnlichkeit der induktiv gefundenen Gleichungen, die zur Vorausberechnung der Erscheinungen dienen, sowie der experimentelle Nachweis der durchgängigen Geltung des Energieprinzips. Daß die Versuche bereits zu einer beträchtlichen Vereinfachung geführt haben, ist allgemein bekannt. Der heutigen Physik stehen nur noch drei Naturgebiete als getrennt gegenüber: Mechanik, Thermodynamik, Elektrodynamik.

Das mittlere der drei Gebiete scheint sich den beiden übrigen restlos einordnen zu lassen. So bleibt allein übrig die Aufgabe, entweder die Elektrodynamik auf die Mechanik zurückzuführen, oder die Mechanik elektrodynamisch zu begründen, oder endlich beide aus einem dritten Urprinzip herzuleiten.

Gütigen Anregungen von Herrn Professor PLANCK folgend, habe ich mich mit der ersten dieser drei Unternehmungen beschäftigt, derjenigen, die bisher die meisten Ansätze zu Lösungen aufweist. Die Ergebnisse meiner Untersuchung möchte ich Ihnen, meine Herren, heute mitteilen. Ich versuche, Ihnen ein Bild zu entwerfen von dem gegenwärtigen Stande der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Die Zeiten, in denen man Aufgaben wie diese durch aprioristische Spekulationen erledigen zu können glaubte, sind vorüber. Die einzige Möglichkeit, wirklich zum Ziele zu gelangen, besteht darin, daß man mechanische Theorien in eindeutiger mathematischer Formulierung aufstellt, in alle Einzelheiten verfolgt und auf Grund der gesicherten Ergebnisse der bisherigen Erfahrung ihre Durchführbarkeit entscheidet.

Nun liegen Versuche einer mechanischen Erklärung — wenn auch nicht durchgeführte, so doch begonnene — in nicht geringer Zahl vor. Beispielsweise setzen einige Physiker die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Drehung $^1/_2$ $\mathfrak{u}$ in einem kontinuierlichen Medium — dem Weltäther — und ermitteln die Bewegungs- und Spannungszustände des Äthers, die demzufolge einigen einfachen elektromagnetischen Erscheinungen zugrunde liegen müßten. Bald ähnliche, bald ganz anders geartete begonnene mechanische Theorien bietet die physikalische Literatur in buntem Wechsel dar. Auch jetzt vergeht kaum ein Jahr, in dem nicht ein neuer Versuch einer mechanischen Erklärung in den Anfängen entwickelt würde, und ein Ende dieser Produktion ist noch nicht abzusehen. Die Zahl der Bewerberinnen ist also groß. Indessen muß es als fraglich bezeichnet werden, ob mit der wachsenden Anzahl von Erklärungsversuchen die Aussicht auf eine Lösung des Problems gleichen Schritt hält. Solange man nämlich keinen Überblick hat über die Zahl und Art der Lösungswege, welche nach dem gegenwärtigen Stande der Erfahrung — die ja auch hier „Einschränkung der Erwartung“ bedeutet — überhaupt noch denkbar sind, ist nicht die geringste Gewähr dafür vorhanden, daß man nicht bei diesem gänzlich unmethodischen Vorgehen gerade den richtigen Weg dauernd verfehle und sich unnütz auf Nebenpfaden abmühe, die früher oder später ungangbar werden. In der Tat haben bereits mehrere der vorliegenden Theorien Schwierigkeiten ergeben schon bei der Anwendung auf verhältnismäßig einfache elektrische Erscheinungen. Gerade solche Schwierigkeiten sind, wo überhaupt eine Beziehung einer neuen zu früheren Theorien vorhanden ist, meist die Veranlassung zum Aufstellen der neuen Theorie gewesen. Indessen fehlt ein alle Möglichkeiten umfassender und vergleichender Überblick noch in jedem Falle, und so

muß man es zum mindesten als durchaus unwahrscheinlich bezeichnen, daß dieses planlose Umhertasten, bei dem der Zufall der Führer ist, in absehbarer Zeit zum Ziele leiten werde.

So gelangt man dazu, sich die Frage vorzulegen, ob es nicht möglich ist, eine systematische Behandlungsweise zu finden, die zur Lösung des Problems zu führen oder aber — denn dieses Endergebnis ist auch durchaus nicht undenkbar — seine gänzliche Unlösbarkeit darzutun vermag.

Zur Induktion müßte dann ein an der richtigen Stelle einsetzendes deduktives Verfahren hinzutreten. Man würde zunächst von gewissen, auf der elektrischen wie auf der mechanischen Seite feststehenden Grundtatsachen auszugehen — ihre Formulierung ist der induktive Teil — und dann zweitens den Versuch zu machen haben, daraus ein allgemein gültiges erschöpfendes Schema aller nur irgendwie denkbaren mechanischen Theorien der elektrischen Erscheinungen zu deduzieren. Ist dies gelungen, so würde die weitere Untersuchung wieder in zwei Teile zerfallen:

1. Einordnung der gesamten vorliegenden Ansätze von Theorien in dieses Schema, Ausbau aller dieser Ansätze möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen auf diese Weise vervollständigten Theorie;

2. Aufstellung aller einzelnen auf Grund des Schemas denkbaren Theorien, wiederum Ausbau möglichst für alle bekannten elektrischen Erscheinungen, und Entscheidung über die Durchführbarkeit jeder einzelnen von dem Schema gelieferten denkbaren Theorie.

Das Endergebnis muß, wenn alles dies geleistet ist, folgendes sein: Entweder man findet eine (oder mehrere) auf Grund des gegenwärtigen Standes der Physik durchführbare Theorien, oder keine der vorliegenden und auch keine der auf Grund unseres deduzierten Schemas von vornherein denkbaren Theorien erweist sich als durchführbar.

Die beiderseitigen Grundlagen für die Brücke zwischen den elektrischen Erscheinungen und der Mechanik werden durch die Ergebnisse der Forschung geliefert.

Auf der elektrischen Seite ist die Grundforderung an jede mechanische Theorie der elektrischen Erscheinungen die Übereinstimmung mit der elektromagnetischen Theorie von MAXWELL in der Fassung, die ihr Herr H. A. LORENTZ gegeben hat, soweit diese Theorie durch die Erfahrung bestätigt worden ist (die Frage nach den Drucken im reinen Äther muß deshalb vorläufig ausgeschieden werden).

Als Grundgesetz der Mechanik sieht man das HAMILTONsche Prinzip an. Doch kann man auch die gewöhnliche Bewegungsgleichung an dessen Stelle setzen. In beiden Fällen wird man es für nötig halten, die Bedingung für die Erhaltung des Stoffes hinzuzufügen (Kontinuitätsgleichung bei kontinuierlichen Medien). Sodann aber muß noch eine wichtige dritte Forderung auf der mechanischen Seite aufgestellt werden. Aus der Bewegungsgleichung oder aus dem HAMILTONschen Prinzip läßt sich die Energiegleichung ableiten. Diese Energiegleichung muß sich nun — so lautet die dritte Forderung — auf eine derartige Form bringen lassen, daß alle ihre Glieder einen mechanischen Sinn haben (z. B. Kompressionsenergie, Energieströmung usw.). Nur in diesem Falle ist man berechtigt, von einer mechanischen Erklärung zu sprechen, in allen anderen Fällen liegt nur eine vielleicht auf einzelne Erscheinungen anwendbare, im allgemeinen aber nicht verständliche Analogie vor.

Was nun die angekündigte erschöpfende Einteilung anbelangt, so würde es zu weit führen, alle Einzelheiten dieses deduktiven Verfahrens durchzugehen. Es genüge die Feststellung, daß in der Tat eine erschöpfende Einteilung möglich ist. Durch das nebenstehende Schema wird sie veranschaulicht.

Die Worte „Ganz“ und „Geteilt“ bezeichnen:

„Ganz“: Jede der beiden elektromagnetischen Energien W_e und W_m ist entweder ganz oder gar nicht kinetisch;

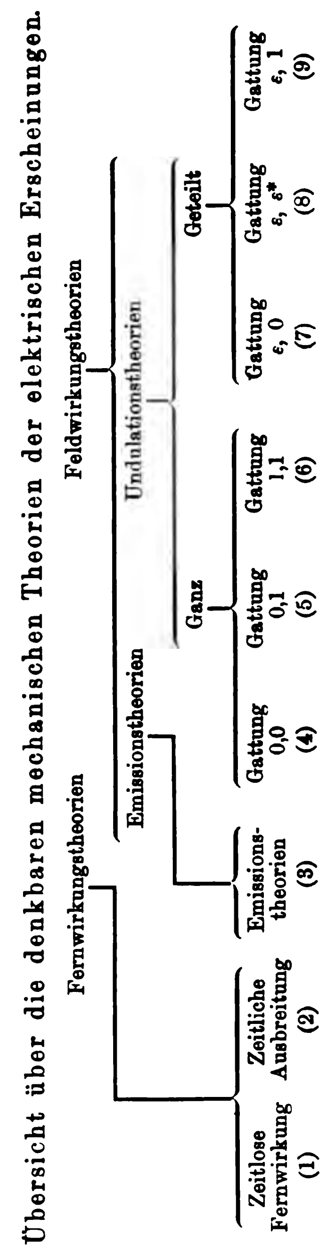
„Geteilt“: Mindestens eine der beiden elektromagnetischen Energien fällt in einen kinetischen und einen nicht kinetischen Teil auseinander.

Die Gattungen (4) bis (9) führen diese Scheidung noch weiter. Die Zahlen 0, ε, 1, wobei $\varepsilon \neq 0$ und $\neq 1$ ist, geben an, wieviel von

jeder der beiden elektromagnetischen Energien mit der kinetischen Energie der verborgenen Bewegung identifiziert wird; und die sechs Gattungen (4) bis (9) entsprechen den $3 . (3 + 1)/2 = 6$ möglichen Kombinationen der Zahlen 0, ε, 1, wobei die Kombinationen (a, b) und (b, a) in je eine Gattung zusammengefaßt sind. In der achten Gattung ist, um Mißverständnissen vorzubeugen, für das zweite Symbol ε^* statt ε geschrieben worden.

Gleich hier sei bemerkt, daß in diesen sechs Gattungen der Undulations- oder Äthertheorien eine eingehende Durchführung der Untersuchung zurzeit nur für Theorien mit kontinuierlichem Äther möglich ist. Bei Theorien mit diskontinuierlichem oder „atomistischem" Äther, d. h. solchen, bei denen der freie Äther in einem von aller ponderablen Materie entblößten Raume wieder in diskrete Teilchen zerlegt wird, und zwar derart, daß diese in ihrer Gesamtheit nicht das Verhalten eines Kontinuums ergeben — bei solchen Theorien scheint die endgültige Entscheidung noch in weiter Ferne zu liegen.

Eine vollständige Diskussion der vorliegenden und der denkbaren Theorien an der Hand unseres Schemas ist an dieser Stelle bei der Kürze der Zeit unmöglich. Bei acht von den neun Gattungen sehe ich daher von einer Besprechung der Methoden ganz ab,



ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen“, Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther:

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{H} \qquad k\frac{d\dot{\mathfrak{q}}}{dt} = \operatorname{curl} \mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $^1/_2\,\mathfrak{u}$ wird als „Drehung“ gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}}\,.\operatorname{grad} \mathfrak{A}$$

$\partial \mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bzw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispiels.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von HELMHOLTZ (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn z. B. die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Daß diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht systematisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \Psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen“, Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther:

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{H} \qquad k\frac{d\dot{\mathfrak{q}}}{dt} = \operatorname{curl} \mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl} \mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl} \mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl} \mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $^1/_2\,\mathfrak{u}$ wird als „Drehung“ gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}}\,.\operatorname{grad} \mathfrak{A}$$

$\partial \mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bzw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispiels.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von HELMHOLTZ (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn z. B. die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Daß diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht systematisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen", Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther:

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl}\mathfrak{H} \qquad k\frac{d\dot{\mathfrak{q}}}{dt} = \operatorname{curl}\mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl}\mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl}\mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl}\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $^1/_2\,\mathfrak{u}$ wird als „Drehung" gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial\mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}}\,.\operatorname{grad}\mathfrak{A}$$

$\partial\mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bzw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispiels.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von HELMHOLTZ (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn z. B. die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Daß diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht systematisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \Psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

ich darf mich vielleicht beziehen auf die Ausführungen in meiner Schrift „Über den gegenwärtigen Stand der Frage nach einer mechanischen Erklärung der elektrischen Erscheinungen", Berlin, Verlag von Ebering, 1906.

Nur bei einer Gattung, der mit (0,1) bezeichneten, gebe ich einige Andeutungen, weil sich dabei die Gelegenheit bietet, einige neue Bemerkungen über ein Problem aus der Kinematik einzufügen, die ich in dem genannten Buche nicht soweit ausführen konnte.

Bei einer der vorliegenden Theorien der Gattung (0,1) sind die elektrischen und die mechanischen Gleichungen, die einander entsprechen sollen, im freien Äther:

$$\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{curl}\mathfrak{H} \qquad k\frac{d\dot{\mathfrak{q}}}{dt} = \operatorname{curl}\mathfrak{u}$$

$$-\frac{1}{c}\cdot\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial t} = \operatorname{curl}\mathfrak{E} \qquad \frac{d\mathfrak{u}}{dt} = \frac{d}{dt}\operatorname{curl}\mathfrak{q}$$

Die elektrische Feldstärke $\mathfrak{E}$ wird proportional der Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$ des Äthers gesetzt, die magnetische Feldstärke $\mathfrak{H}$ proportional der Funktion $\mathfrak{u} = \operatorname{curl}\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung ist. Die Funktion $\frac{1}{2}\mathfrak{u}$ wird als „Drehung" gedeutet. Der Punkt über einem Vektor $\mathfrak{A}$ bedeutet die totale oder substanzielle Änderungsgeschwindigkeit

$$\dot{\mathfrak{A}} = \frac{d\mathfrak{A}}{dt} = \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} + \dot{\mathfrak{q}}\,.\operatorname{grad}\mathfrak{A}$$

$\partial \mathfrak{A}/\partial t$ ist die partielle oder lokale Änderungsgeschwindigkeit von $\mathfrak{A}$.

Die Identifikation von $\mathfrak{E}$ mit $\dot{\mathfrak{q}}$ und von $\mathfrak{H}$ mit $\mathfrak{u}$ gewinnt man nun durch zwei Vernachlässigungen, bei dem oberen Gleichungspaare durch die Differential-, bei dem unteren durch die Integralvernachlässigung. Beide Vernachlässigungen erweisen sich beim weiteren Ausbau der vorgelegten Theorie als unhaltbar. Die erste Schwierigkeit läßt sich heben; die hinzuzufügenden Glieder erweisen sich sogar als notwendige Zusätze, sie ergeben die (bisher außer acht gelassenen) ponderomotorischen Kräfte auf die Materie bzw. die Elektronen. Die zweite Schwierigkeit erfordert eine Betrachtung über Drehungen in einem Kontinuum.

Der Anschaulichkeit halber erörtere ich die Fragen sogleich an der Hand eines einfachen Beispiels.

Gegeben sei eine stationäre zweidimensionale konzentrische Kreisbewegung in einem kontinuierlichen Medium; die Ebene der Bewegung sei die xy-Ebene eines rechtsdrehenden Koordinatensystems, die Drehung werde positiv gerechnet im Sinne einer positiven Umkreisung der (nach dem Beschauer weisenden) positiven z-Achse. Gestützt auf eine Bemerkung von HELMHOLTZ (in seiner klassischen Abhandlung „Über Integrale der hydrodynamischen Gleichungen, welche den Wirbelbewegungen entsprechen", 1858) pflegt man bei jeder beliebigen Bewegung eines Kontinuums die folgenden Sätze für richtig zu halten:

1. Die Drehung σ ist in allen Fällen das Zeitintegral über die Winkelgeschwindigkeiten $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$, die das betrachtete Teilchen erfahren hat. Die Größe der Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ liefert demnach das Kriterium für das Auftreten von Drehungen; wenn z. B. die Winkelgeschwindigkeit Null ist, die Bewegung also ein Geschwindigkeitspotential hat, finden keine Drehungen der kleinsten Teilchen statt.

2. Wenn die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ unendlich klein wird, ist der mathematische Ausdruck für die Drehung die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$, wo $\mathfrak{q}$ die Verschiebung bezeichnet. Ist also die Winkelgeschwindigkeit $^1/_2$ curl $\dot{\mathfrak{q}}$ exakt Null, so nimmt auch die Größe $^1/_2$ curl $\mathfrak{q}$ exakt den Wert Null an.

Daß diese Sätze im allgemeinen nicht zutreffen, hat man wohl seither gelegentlich bemerkt, aber, soviel ich weiß, noch nicht systematisch geklärt. Diese Klärung soll uns unser Beispiel bringen. Wir nennen die überall in die Richtung der Kreistangente fallende Geschwindigkeit $\dot{\mathfrak{q}}$; mit (lateinisch) $\dot{q}$ bezeichnen wir ihren algebraischen Betrag, $\dot{q}$ ist also positiv bei positiver Umkreisung der z-Achse. Dieses $\dot{q}$ läßt sich als Funktion von

$$\varrho = \sqrt{x^2 + y^2} \text{ und } \varphi = \operatorname{arctang}(y/x)$$

auffassen; wir wollen setzen

$$\dot{q} = f(\varrho, \varphi) = \varrho \cdot \Psi(\varrho, \varphi)$$

Man erhält dann

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{1}{2}\left(\frac{q}{\varrho} + \frac{\partial \dot{q}}{\partial \varrho}\right)$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \frac{1}{2} \sin \chi . \left(1 + \frac{\Psi(\varrho, \varphi_1)}{\Psi(\varrho, \varphi_0)}\right) + \frac{1}{2} \cos \chi . \int_{\varphi_0}^{\varphi_1} d\varphi \frac{\varrho . (\partial / \partial \varrho) \Psi(\varrho, \varphi)}{\Psi(\varrho, \varphi)}$$

zwischen zwei Punkten φ_1 und φ_0 auf dem Kreise ϱ, wobei $\chi = \varphi_1 - \varphi_0$ ist.

3) Die wirkliche Drehung $\|\sigma\|$ wird erhalten, indem man einen kleinen Kreis aus der Anfangslage übergehen läßt in eine Ellipse in der Endlage, und umgekehrt, als Winkel zwischen zwei einander entsprechenden Achsen der beiden Ellipsen.

Durch die Einschließung zwischen je zwei Strichen sollen die algebraischen Beträge bezeichnet werden, wie bei $\dot{q} = \|\dot{\mathfrak{q}}\|$. Die drei Vektoren stehen aus Symmetriegründen sämtlich auf der Ebene von $\dot{\mathfrak{q}}$ senkrecht.

Hier ist die Übersicht noch schwer, wir wollen daher die Formeln vereinfachen durch die Annahme

$$\dot{q} = f(\varrho) = \varrho . \Psi(\varrho)$$

Davon wird nur (2) berührt, es geht über in

$$2') \qquad \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin \chi + \frac{1}{2} \frac{\varrho . \Psi'(\varrho)}{\Psi(\varrho)} \cdot \chi . \cos \chi \quad .$$

Um die Natur dieser Bewegung einfach zu überblicken, empfiehlt es sich, die folgende Betrachtung anzustellen. Wir fassen alle Punkte ins Auge, die zu einer bestimmten Zeit t_0 die positive x-Achse einnehmen. Jeder dieser Punkte hat zur Zeit t_0 die Polarkoordinaten $\varphi = 0$, und ϱ; zu einer späteren Zeit t_1 dagegen $\varphi = \Psi(\varrho) . (t_1 - t_0)$, und ϱ. Mithin ist

$$\varphi = \Psi(\varrho) . (t_1 - t_0)$$

die Gleichung (in Polarkoordinaten φ und ϱ) der Kurve, in die die positive x-Achse zur Zeit t_1 übergegangen ist. Nimmt man den Einheitskreis ($\varrho = \mathrm{I}$) zu Hilfe, für den die Beziehung lautet $\varphi_{\mathrm{I}} = \Psi(\mathrm{I}) . (t_1 - t_0)$, so folgt

$$\varphi = \varphi_{\mathrm{I}} \cdot \frac{\Psi(\varrho)}{\Psi(\mathrm{I})}$$

Das ist nun im allgemeinen eine ganz beliebige komplizierte Kurve, die lediglich der Bedingung unterworfen ist, daß zu jedem ϱ ein und nur ein φ gehört. Wir wollen daher noch weiter spezialisieren. Es empfiehlt sich, eine Bewegung zu betrachten, die überall im selben Sinne verläuft; am einfachsten

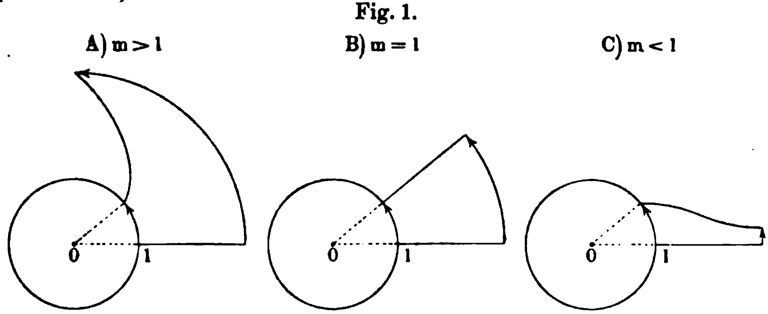
$$\dot{\mathfrak{q}} = K \cdot \varrho^m$$

wo K und m beliebige reelle Zahlen sind. Dann geht unsere Kurvengleichung über in

$$\varphi = \varphi_1 \cdot \varrho^{m-1}$$

Die Kurven werden Spiralen, bei denen drei Fälle, A, B, C, zu unterscheiden sind (der Einfachheit halber deuten wir die Kurven nur außerhalb des Einheitskreises an und fassen K immer als positiv auf):

Fig. 1.



Im Falle B bleiben die Punkte immer auf dem vom Kreismittelpunkte aus gezogenen Strahle; im Falle A eilen die äußeren Punkte voraus, während sie im Falle C zurückbleiben.

Wir wollen nun die Werte zusammenschreiben, die sich für die drei oben allgemein aufgestellten Größen ergeben. Sie sind:

1) Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{\mathfrak{q}} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot K \cdot \varrho^{m-1} = \frac{m+1}{2} \cdot \frac{\chi}{\tau}$$

2) Curl der Verschiebung

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \mathfrak{q} \right\| = \sin \chi + \frac{m-1}{2} \cdot \chi \cdot \cos \chi$$

3) Wirkliche Drehung

$$\| \sigma \| = \chi + \operatorname{arctang} \left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi \right)$$

mit dem Zusatz, daß die Arcustangensfunktion im ersten Quadranten zu nehmen ist, also von Null ($\chi = 0$) bis $\pi/2$ geht ($\chi = \infty$). Die Zeit τ in der ersten Formel soll der Winkeldifferenz $\varphi_1 - \varphi_0$ entsprechen, mit der sie durch die Beziehung $\varphi_1 - \varphi_0 = \chi = \Psi(\varrho).\tau$ zusammenhängt. Jetzt kann man alles bequem übersehen. Man findet unmittelbar:

1. Das Zeitintegral Z über die Winkelgeschwindigkeit

$$\left\| Z \right\| = \tau . \left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} \dot{q} \right\| = \frac{m+1}{2} \cdot \chi$$

hat mit der wirklichen Drehung σ im allgemeinen gar nichts zu tun. Nur ein einziger Fall ist ausgenommen, nämlich wenn $m = +1$ ist, d. h. wenn sich die ganze Masse wie ein starrer Körper dreht (Figur B). Hier fällt Z mit σ zusammen; der Wert von $Z = \sigma$ ist dann natürlich gerade gleich χ. Dagegen wird z. B. für $m = -1$ die Winkelgeschwindigkeit $1/2$ curl $\dot{q}$ Null — dies ist also der Fall (und zwar der einzige), in dem ein Geschwindigkeitspotential existiert — die wirkliche Drehung dagegen

$$\| \sigma \| = \chi - \operatorname{arctang} \chi$$

steigt von 0 stetig bis $+\infty$. Dieser Sonderfall stellt also eine Bewegung dar, die nach Helmholtz wirbelfrei ist, die man aber nicht als drehungsfrei bezeichnen kann.

2. Die Funktion $1/2$ curl q ist für alle m durchaus wesensverschieden von der wirklichen Drehung σ; zwischen beiden besteht lediglich der folgende Zusammenhang: die Funktion

$$\left\| \frac{1}{2} \operatorname{curl} q \right\| = \cos \chi . \left(\operatorname{tang} \chi + \frac{m-1}{2} \cdot \chi \right)$$

wird überall Null, wo

$$\chi = - \operatorname{arctang} \left(\frac{m-1}{2} \cdot \chi \right)$$

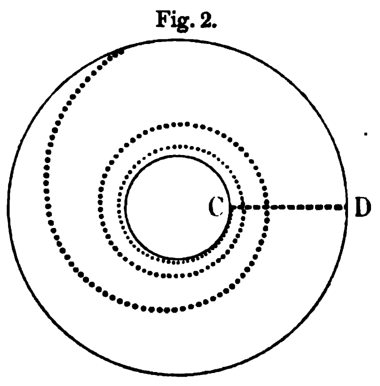
ist, mit dem Zusatze, daß hier alle Werte der Arcustangensfunktion gelten, mithin $\pm n\pi$ hinzutritt, wo n ganzzahlig ist; das heißt $1/2$ curl q wird überall da Null, wo $\sigma = 0$ oder $= \pm n\pi$ ist. Nur solange die Drehung σ nahezu Null ist, sind σ und $1/2$ curl q bis auf Größen höherer Ordnung einander gleich, und zwar für jedes m; dagegen hat das Nullwerden der Winkelgeschwindigkeit $1/2$ curl $\dot{q}$ gar keine nähere Beziehung zwischen σ und $1/2$ curl q zur Folge, als die soeben für jedes beliebige m ab-

geleiteten. Bei der wirbelfreien oder Potentialbewegung hat also die Größe $^1/_2$ curl q, abgesehen von den Stellen, wo die Drehung σ Null oder $\pm n\pi$ ist, von Null abweichende endliche Werte, und ihr Verlauf ist von dem Verlaufe der wirklichen Drehung — die ebenfalls, wie gezeigt, durchaus endliche Werte annimmt — gänzlich wesensverschieden.

Es möge nicht unerwähnt bleiben, daß schon die oben für die Fälle A, B und C gezeichneten Figuren einen Schluß auf das Auftreten von Drehungen zu ziehen gestatten. Insbesondere gilt das auch für den Fall der „Wirbelfreiheit"; hier erhält man z. B. für ein Stück CD der x-Achse nach drei vollen Umdrehungen des Kreises, auf dem C liegt, die Fig. 2.

Da eine der Linie CD im Anfangszustande parallele und unendlich benachbarte Linie ihr immer entsprechend nahe bleiben muß, ergibt sich unmittelbar aus der Figur das Auftreten von Drehungen σ, die mit wachsendem χ bzw. φ zunehmen. Diese für die Drehung charakteristischen Spiralen kann man übrigens in der Natur leicht beobachten. Bei den gewöhnlichen, infolge der Reibung entstehenden Wirbeln in strömenden Gewässern weist der in die Wirbel hineingezogene, auf der Oberfläche befindliche Staub ähnliche Kurven auf; auch gibt jede Kaffeetasse Gelegenheit, sie herzustellen. So kann schon die alltägliche Erfahrung auf die Vermutung führen, daß auch bei wirbelfreien Bewegungen Drehungen der kleinsten Teilchen auftreten, was, wie wir gesehen haben, durch die Rechnung bestätigt wird.

Fig. 2.



Natürlich werden, wie ich nebenbei anmerken möchte, die HELMHOLTZschen Ergebnisse über Konstanz der Wirbelbewegungen durch diese Betrachtungen in keiner Weise beeinflußt. Nur dürfte es sich vielleicht empfehlen, den die „Wirbelbewegung" kennzeichnenden Ausdruck $^1/_2$ curl q, um jede Vermengung mit der „Drehung" zu verhüten und ihn ausdrücklich nur den von HELMHOLTZ aufgefundenen „Wirbelbewegungen" zuzuordnen, nicht mehr

„Drehungs"-, „Rotations"- oder „Winkel"-Geschwindigkeit zu nennen, sondern ausschließlich „Wirbelgeschwindigkeit". — —

Die Erkenntnis, daß wirbelfreie Felder im allgemeinen endliche Drehungen und einen endlichen, von der Drehung verschiedenen Wert der Größe $1/2$ curl q liefern, nötigt nun zu dem Schlusse, daß die betrachtete angefangene Theorie der Gattung (0,1) nicht durchführbar ist. Da nämlich dort die Größe $1/2$ curl q mit der magnetischen Feldstärke $\mathfrak{H}$ identifiziert wird, führt die Theorie zum Auftreten von endlichen magnetischen Feldstärken in Fällen, wo durch das Experiment nicht die Spur von Magnetismus gefunden ist, also zu einem Widerspruche mit der Erfahrung. Die Theorie muß demzufolge aufgegeben werden.

Auf ähnliche Weise müssen nun alle vorliegenden und alle von dem Schema gelieferten denkbaren Theorien in dieser Gattung und in den acht übrigen ausgebaut und geprüft werden. Das Gesamtergebnis der Untersuchung, soweit ich sie bisher habe führen können, ist folgendes.

Die Gattungen (1) bis (3) ergeben gar keine mit dem gegenwärtigen Stande der Wissenschaft verträgliche mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen.

Bei den Undulations- oder Äthertheorien, Gattung (4) bis (9), ist zu unterscheiden zwischen Theorien mit kontinuierlichem und mit diskontinuierlichem Äther.

Von den Theorien mit kontinuierlichem Äther sind die vorliegenden sämtlich undurchführbar; die von vornherein denkbaren sind in Gattung (5), (6), (8), (9) undurchführbar, in Gattung (4) und (7) steht die Entscheidung über sie noch aus; doch ist zu bemerken, daß man sowohl in Gattung (4) wie auch in Gattung (7) genötigt sein würde, auch abgesehen von der Frage nach den Drucken im reinen Äther, Hilfsannahmen zu machen, die durch die bisherige Theorie und Erfahrung nicht geboten erscheinen.

Bei den Theorien mit diskontinuierlichem Äther erweisen sich von den fünf vorliegenden zwei sogleich als undurchführbar, bei den drei übrigen ist die Untersuchung zurzeit noch nicht abgeschlossen. Doch würde die Entscheidung über diese drei

vorliegenden Theorien, insbesondere wenn sie negativ ausfallen sollte, kaum eine große Tragweite besitzen, weil das allgemeinere Problem, nämlich die Frage nach den denkbaren diskontinuierlichen Theorien, in allen sechs Gattungen (4) bis (9) zurzeit noch eine Fülle von denkbaren Lösungen darbietet, bei denen vorläufig nicht einmal die exakte Formulierung, geschweige denn der Weg für die Entscheidung gefunden ist. Hauptsächlich rührt diese Unbestimmtheit davon her, daß innerhalb beträchtlicher Grenzen die Annahmen über die Größe der diskreten Teilchen, ihre Zahl, ihre physikalischen Eigenschaften usw. ganz willkürlich sind, namentlich nach der Seite der größeren Komplikationen hin keine Grenze angegeben werden kann. Infolgedessen vermag man über die Möglichkeit oder Unmöglichkeit einer diskontinuierlichen mechanischen Erklärung zurzeit nichts Gewisses auszusagen. —

Als nächstes Ziel der Forschung wird nun die Entscheidung über die beiden Gattungen von denkbaren Theorien bezeichnet werden dürfen, die beim kontinuierlichen Äther übrig geblieben sind. Sollten sich auch diese letzten Versuche, mit einem kontinuierlichen Äther auszukommen, als undurchführbar erweisen, so würde zurzeit noch ein sehr großer Spielraum für die Möglichkeit einer „atomistischen" Erklärung bleiben.

Indessen würde dann doch ein Verweilen bei der Frage gestattet sein, ob man nicht überhaupt auf die mechanische Erklärung verzichten muß. Selbst wenn eine Erklärung durch ein diskontinuierliches Medium durchführbar sein sollte, kann man doch Bedenken tragen wegen der vielen neuen Komplikationen, die jede diskontinuierliche Äthertheorie notwendigerweise mit sich bringt. Solange diese Komplikationen nicht zur Entdeckung von neuen, der bisherigen Beschreibung durch elektromagnetische Begriffe unzugänglichen Erscheinungen führen, würde man berechtigt sein, eine diskontinuierliche mechanische Theorie der Elektrodynamik als „unökonomisch" zu verwerfen zugunsten der Beschreibung durch das elektromagnetische Begriffssystem.

Allerdings würde das Bedürfnis nach einer bindenden Entscheidung über diese Fragen die Forschung voraussichtlich auf den Weg einer versuchsweisen Erklärung mit diskontinuierlichem Äther drängen. Am Ende dieses Weges aber — darüber darf man nicht im Zweifel bleiben — kann auch ebensowohl die Erkenntnis

stehen, daß eine mechanische Erklärung der elektrischen Erscheinungen überhaupt unmöglich ist, einerlei ob durch den einen kontinuierlichen und überall gleichartigen Äther, oder mit Hilfe eines diskontinuierlich gebauten Mediums.

Eine einheitliche Beschreibung, oder, wenn man will, Erklärung aller physikalischen Erscheinungen würde dadurch, wie zum Schluß noch hervorgehoben werden möge, in keiner Weise für ausgeschlossen erklärt. In diesem Falle würde eben entweder der von Herrn W. Wien eingeleitete Versuch einer elektromagnetischen Begründung der Mechanik, oder der Versuch einer Begründung sowohl der Mechanik als auch der Elektrodynamik auf einen gemeinsamen Boden, der weder als mechanisch noch als elektrodynamisch bezeichnet werden könnte, an die Stelle einer mechanischen Begründung der ganzen Physik eintreten. Freilich ist oft genug eine gegenteilige Ansicht ausgesprochen worden. Mit aller Kraft der apriorischen Gewißheit hat man behauptet, das „Wesen“ der Elektrizität müsse unbedingt in verborgenen Bewegungs- und Spannungszuständen liegen, die ganze Physik müsse sich unbedingt mechanisch erklären lassen, der gesamten Welt müsse überall an jedem Orte ein „Ding an sich“ im unverfälschten Sinne des Wortes als erschöpfendes mechanisches Erklärungsprinzip zugrunde liegen. Möglich, daß dem so ist; aber einen a priori zwingenden Beweis für solche Behauptungen hat niemand zu leisten vermocht, und so sind für die heutige Physik diese Spekulationen des wiedererstandenen Materialismus keinen Deut wertvoller als die glücklich ausgeträumten Phantasien der Naturphilosophie aus dem Anfange des neunzehnten Jahrhunderts. Nur die stetige Arbeit der Wissenschaft vermag auf dem gesicherten Wege der mathematisch-physikalischen Untersuchung die Entscheidung zu bringen.

Der neuerrichtete öffentliche Wetterdienst für Norddeutschland;

von R. Börnstein.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 17. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Während in Sachsen, Bayern, Württemberg und Baden schon seit mehr als einem Vierteljahrhundert staatlicher Wetterdienst besteht, hat man in Preußen bis in die neueste Zeit unterlassen, dergleichen einzurichten. Erst vor wenigen Jahren und zumeist wohl auf Grund der aus landwirtschaftlichen Kreisen kommenden Anregungen begann man mit Beratungen und Vorarbeiten, welche die Ergebnisse der Wetterkunde für das Gebiet der norddeutschen Staaten praktisch nutzbar machen sollten, und als deren Frucht in diesem Sommer zum erstenmal der „öffentliche Wetterdienst“ tätig ist. Indem unser Gebiet so viel später als andere Länder diese Einrichtung erhielt, durfte man hoffen, die anderwärts gewonnenen Erfahrungen hier von vornherein auszunutzen. In der Tat ist eine wesentliche Neuerung zur Ausführung gekommen. Denn bisher pflegte man als Hauptaufgabe des Wetterdienstes die Versorgung der landwirtschaftlichen und industriellen Bevölkerung mit täglichen Wettervorhersagen anzusehen; die meteorologische Landesanstalt empfing von der Hamburger Seewarte telegraphische Nachrichten über die Morgenbeobachtungen zahlreicher europäischer Stationen, entnahm daraus das mutmaßliche Wetter des folgenden Tages und verbreitete diese lediglich vermutete Prognose mittels Post und Telegraph. Gedruckte Wetterkarten wurden zwar auch an mehreren Stellen ausgegeben, aber meist zu so vorgeschrittener Tageszeit, daß sie als Ergänzung der Prognose nicht mehr in Betracht kamen und nur zu wissenschaftlichen Zwecken dienten. Im Gegensatz hierzu legt der neue Dienst gerade den Hauptwert auf die tunlichst rasche und billige Verbreitung der täglichen Wetterkarten, weil anders als bei der bloß vermuteten Prognose auf der Karte tatsächliche Beob-

achtungen aus ganz Europa enthalten sind, und dem Empfänger also die Möglichkeit gegeben ist, selbst die allgemeine Wetterlage zu verfolgen und aus ihr in Verbindung mit den eigenen Beobachtungen die bevorstehende Witterung herzuleiten. Diese Auffassung bildet die charakteristische Grundlage des neuen Wetterdienstes; sein Gelingen setzt demnach als notwendige Bedingung voraus, daß die Empfänger der Karten diese zu deuten vermögen.

Zur Ausführung des Dienstes ist das ganze Gebiet in neun Bezirke geteilt, deren jeder eine „Dienststelle“ enthält und einem „Dienstleiter“ zugewiesen ist. Die Dienststellen befinden sich in Aachen, Berlin, Breslau, Bromberg, Hamburg, Ilmenau, Königsberg, Magdeburg und Weilburg. Täglich empfangen sie durch Depeschen und Postkarten das Nachrichtenmaterial, welches ihnen die ständige Verfolgung der allgemeinen wie der örtlichen Wetterlage ermöglicht, und versenden innerhalb ihrer Bezirke Wetterkarten und Prognosen. Die ersteren enthalten eine vorgedruckte Karte von Europa, auf welcher mittels international vereinbarter Zeichen das Wetter von 8 Uhr früh dargestellt wird, außerdem in Worten eine Übersicht der Wetterlage und eine Prognose samt deren kurzer Begründung. Ein sehr einfaches Druckverfahren ermöglicht diese Karten so rasch herzustellen, daß sie von 11 Uhr vormittags an bereits mit den von der Dienststelle abgehenden Bahnzügen versandt werden können. Der Bezugspreis von nur 0,50 M. (außerdem 0,14 M. Postbestellgeld) monatlich hat jedenfalls die Verbreitung wesentlich gefördert, so daß im Hochsommer täglich insgesamt gegen 10000 Exemplare zur Versendung kamen. Leider gelang es nicht, alle diese Karten noch im Laufe desjenigen Tages, dessen Wetter sie darstellten, in die Hände der Empfänger zu liefern, doch ist trotz mancher ungünstiger Verkehrsverhältnisse mindestens für die Hälfte der ausgegebenen Karten schon jetzt dies Ziel erreicht.

Außer der Karte geben die Dienststellen im Sommer täglich eine Prognose aus, welche von 9 Uhr abends bis zum Abend des folgenden Tages gilt. Sie wird spätestens um 11 Uhr vormittags dem Telegraphenamt mitgeteilt, von diesem sogleich an alle Telegraphenstationen des Bezirks weitergegeben und dort kurz vor 12 Uhr öffentlich angeschlagen.

Wie bereits erwähnt, ist es zum Erfolg dieses Wetterdienstes durchaus notwendig, daß in der Bevölkerung, und namentlich auf dem Lande, einige Kenntnis meteorologischer Dinge verbreitet werde. Darum ist es den Dienstleitern ausdrücklich zur Pflicht gemacht, durch Vorträge und Besprechungen über die Arbeitsweise des Wetterdienstes und über die Grenzen seiner Leistungsfähigkeit nach Kräften aufklärend zu wirken. Dem gleichen Zweck dient der „Berliner Wetterkursus“, welcher auf Antrag des Vortragenden und unter seiner Leitung bereits seit 1900 alljährlich an der Landwirtschaftlichen Hochschule stattfindet. Vom Königlichen Landwirtschaftsministerium werden dazu jedesmal 15 bis 20 Teilnehmer auf 14 Tage nach Berlin berufen, großenteils Lehrer landwirtschaftlicher Unterrichtsanstalten, daneben auch gelegentlich Volksschullehrer. Sie werden mit den theoretischen Grundlagen und der praktischen Ausübung des Wetterdienstes soweit bekannt gemacht, daß sie auf Grund der gewonnenen Kenntnisse selbständig fortarbeiten und der Meteorologie in der Schule die gebührende Beachtung verschaffen können.

Der hier geschilderte Wetterdienst ist vom Königlich Preußischen Ministerium für Landwirtschaft eingerichtet und steht unter dessen Oberleitung.

Das meteorologische Jahr 1905/06 in Mitteleuropa; von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Die zwölf Monate von September 1905 bis August 1906, die vom Vortragenden wieder als meteorologisches Jahr zusammengefaßt werden, lassen an 44 mitteleuropäischen Stationen eine Änderung des Niederschlagsregimes erkennen. Im Gegensatze zu den vorhergehenden drei ist dieser Jahrgang der erste, in dem die unternormalen Monatswerte des Niederschlages in der Minderheit sind. Von den Jahreswerten sind 86 Proz. übernormal, bis zu 169 Proz. (Lüdenscheid).

Trotzdem macht sich überall, nicht zum wenigsten in der Lüdenscheider Gegend, empfindlicher Wassermangel in den Bächen und Flüssen geltend. Als hauptsächlicher Grund dieser unerwarteten Erscheinung muß eine Nachwirkung der diesem niederschlagsreichen Jahre vorausgegangenen mehrjährigen Regenarmut anerkannt werden, zumal sich eine solche Nachwirkung auch in den Horizonten des bergmännischen Tiefbaues durch verhängnisvolle Folgeerscheinungen bemerkbar machte.

Nicht ganz ohne Einfluß darauf scheint aber auch die wieder in Extremen sich bewegende Witterung des Jahrganges selbst gewesen zu sein. Scharfe Kälterückschläge und niederschlagsreiche Epochen wechselten manchmal recht unvermittelt mit trockenen und ungewöhnlich heißen Zeiten, deren eine schon in der ersten Hälfte des April 1906 einsetzte. Dies führt auf die ungewöhnlich gesteigerte Sonnentätigkeit, von deren Einflüssen auch außerhalb des Jahres und des Gebietes ein anderer Vortrag handelt.

Innerhalb der dem vorliegenden Vortrag gezogenen Grenzen kam sie außerdem vor allem durch Sturmerscheinungen zur Geltung, Böenstürme waren wie im Vorjahre mehrmals mit echten Tornados verbunden, deren einer, an der Westgrenze des Gebietes,

am 6. Januar 1906 den endgültigen Abschluß eines scharf winterlichen Kälterückschlages bezeichnete.

Die winterlichen Stürme des Jahrganges trugen sonst vorwiegend den Charakter von Syzygienstürmen. Zu ihnen gehörte der Sturm, der die denkwürdige Sturmflut vom 12./13. März 1906 den Nordseeküsten gerade zur Vollmondzeit brachte. Doch erscheint bei ihm die Nachwirkung eines vom mittleren Amerika quer über den Nordatlantik her angelangten Teifuntiefs, also die Mitwirkung gesteigerter Sonnentätigkeit, nicht ausgeschlossen. Sehr charakteristisch für ihre diesjährige Steigerung war im Juni 1906 das sonst dort ungewohnte Auftreten von fliegenden Nebeln an der Nordseeküste. Föhne, Lawinen und Bergstürze waren weitere häufige Folgeerscheinungen der stürmischen Natur des Jahres.

Der Eisgang wurde besonders im Ostseegebiete gefährlich, nicht allein im März 1906 auf See, sondern auch während des gleichen Monats dem Niemengebiet, wie schon vorher im Dezember 1905 dem Gebiete der Weichsel. Die Schneeschmelze führte während des Juni 1906 in Tirol zu gefahrdrohenden Überschwemmungen. Hier wurde so der Wechsel auf die Zukunft ausgelöst, den schwere Niederschläge in Verbindung mit rasch einsetzendem Frost ausgestellt hatten.

Nicht weniger als fünf Fälle westlicher und ebensoviele östlicher Interferenz hatten unter diesen Umständen nicht sogleich zu Hochwasser geführt. Um so schwerer waren die Folgen westlicher Interferenz während des November 1905 und des Mai 1906, besonders im Rheingebiet, als der Frost in den maßgebenden Gebirgslagen gerade zur rechten Zeit ausblieb. Im Juni 1906 trug westliche Interferenz bei zur Erzeugung ungewöhnlicher Regenfluten im westlichen Mitteleuropa, besonders aber im südlichen England. Im Juli 1906 hatte vor allem das Elbgebiet Hochwasserschwellungen infolge eines Zusammenwirkens westlicher und östlicher Interferenz. Das Odergebiet erschien im gleichen Monat, wie schon vorher im Mai und Juni, gegen die nachteiligen Folgen östlicher Interferenz durch die neuen Hochwasserschutzmaßregeln im Gebirge hinreichend gesichert.

Das Jahr 1905/06 zeichnete sich in Mitteleuropa, trotz dem schließlichen Wassermangel der Hauptströme, durch ungewöhnliche Fruchtbarkeit aus.

Witterungsverhältnisse und Sonnentätigkeit, besonders in den Jahren 1905 und 1906;
von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Die auffallendste Erscheinung im Jahresklima 1906 ist das Auftreten gleichzeitiger, primärer Eistriften der Arktis und Antarktis. Sie widerspricht der Gradientenregel Brenneckes und der Prognose des dänischen meteorologischen Instituts, aber auch der von Meinardus auf die Sonnentätigkeit bezogenen Regel. Doch kommt die Sonnentätigkeit vielleicht indirekt in Betracht durch die mit ihr verknüpfte Neigung zu Erdkatastrophen oder durch ungewöhnlich scharfe Gegensätze der Erwärmung.

Solche Gegensätze traten der direkten Beobachtung in räumlicher wie in zeitlicher Anordnung entgegen. In fast geschlossenen Zonen ließen sich um das Erdenrund Gebiete ungewöhnlicher Hitze und Dürre, sowie Gebiete ungewöhnlichen Niederschlagsreichtums verfolgen. In Mitteleuropa und seiner Nachbarschaft wechselten Hitze und Kälte, Trockenheit und Regenüberfluß während der Jahre 1905 und 1906 fast mit zunehmender Schärfe. Eines der schlagendsten Beispiele bietet der derzeitige September 1906 mit seinem übermäßig heißen und trockenen Anfang und seiner kalten und niederschlagsreichen Mitte. Jene zonale Anordnung wurde insofern von dieser zeitlichen abgeändert, als in verschiedenen Teilen der Erde der Dürre Regenfluten folgten.

Der Umschlag in Europa während des September 1906 wurde gebracht von einem aus mittleren Breiten des Atlantik hereinbrechenden Tief, das durch sein Wüten auf der Pyrenäischen Halbinsel als eine Teifunerscheinung gekennzeichnet wurde. Diese Teifune, deren Beziehung zur Sonnentätigkeit der Vortragende, wie Meldrum für das madagassische, Poey für das mittelamerikanische Gebiet, im Jahre 1905 für das große asiatisch-australische

Gebiet nachweisen konnte, traten in der Folge schon während des Jahres 1905, gerade innerhalb dieses Gebietes, in ganz ungewöhnlicher Stärke und Ausdehnung auf. Der Februar 1906 brachte über Madagaskar einen ungewöhnlich schweren Teifun. Auch für Westindien ist nun Ähnliches in Aussicht gestellt.

Die europäischen Breiten wurden in beiden Jahren auffallend heimgesucht durch weithergeführte Böengewitter, die selbst vielfach sehr stürmisch auftraten und öfters zur Bildung von Tornados führten. Vermehrte Blitzgefahr machte sich jedenfalls auf See bemerkbar. Durch Nebel und sogenannte Schneedickten wurde während der Wintermonate, durch ungewöhnliche Nebelerscheinungen auch während der Sommermonate die Schiffahrt vielfach beeinträchtigt.

Sehr verhängnisvoll wurde ihr Auftreten zur Zeit besonders reger Sonnentätigkeit durch gleichzeitige magnetische und elektrische Störungen, deren Einfluß auf die magnetischen Kompasse noch von den meisten Seeleuten mit Unrecht unterschätzt wird. Der harmlosere Zusammenhang magnetischer Störungen mit Nordlichterscheinungen und die noch sehr rätselvolle Beziehung zu schweren Erdkatastrophen seismischer oder auch vulkanischer Art trat ebenfalls entgegen.

Die Beziehungen der eigentlich meteorologischen Verhältnisse zu der durch Sonnenflecke, ihre Entstehungs- und Teilungsvorgänge signalisierten Sonnentätigkeit stellten sich so augenscheinlich heraus, daß der Vortragende tunlichst regelmäßig Sonnenfleckenaufnahmen nach einem einfachen, aber genügend zuverlässigen Verfahren zeichnerischer Projektion, über das er gelegentlich schon im vorigen Jahre veröffentlichte[1]), in seinen privaten meteorologischen Tagesdienst aufzunehmen sich veranlaßt sah.

---

[1]) Vgl. unter anderem Fig. 1 und 2 zu W. Krebs, Rechnerischer Nachweis eines Einflusses der Sonnentätigkeit auf die erdmagnetischen Störungen vom November 1905, Phys. ZS. 7, 309, 1906.

Die halbtägigen Schwankungen der Temperatur und des Luftdruckes;

von R. Börnstein.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

In einer vor zwei Jahren veröffentlichten Studie über den täglichen Gang des Luftdruckes in Berlin[1]) versuchte ich zu zeigen, daß die Berliner Beobachtungen recht wohl mit der Auffassung vereinbar seien, welche die täglichen Druckschwankungen auf die Temperaturverhältnisse der unteren Luftschichten zurückführen will. Drückt man den Tageslauf des Luftdruckes durch eine Sinusreihe aus und betrachtet ihn also als Übereinanderlagerung von ganztägigen, halbtägigen usw. Schwankungen, so darf nicht übersehen werden, daß dies nur eine rechnungsmäßige Darstellung ist, und daß man nicht die einzelnen Glieder dieser Reihe getrennt als Ausdruck verschiedener physikalischer Vorgänge ansehen kann. Es fand sich für Berlin insbesondere, daß die Amplituden a_2 der halbtägigen Schwankung für Druck wie für Temperatur im Jahreslauf sehr nahe übereinstimmende Änderungen aufweisen, nämlich zwei Maxima zur Zeit der Nachtgleichen und dazwischen zwei Minima, und hierin darf man wohl eine weitere Bestätigung erblicken für das Bestehen einer nahen Beziehung zwischen denjenigen Teilen der täglichen Temperatur- und Druckänderungen, welche als halbtägige Schwankungen beider Elemente in die Erscheinung treten. Die regelmäßige und von örtlichen Verhältnissen kaum beeinflußte halbtägige Druckschwankung, welche die ganztägige Druckschwankung an Größe erheblich übertrifft, kann danach um so eher auf die halbtägige Temperaturschwankung zurückgeführt werden, als es nach MARGULES möglich ist, in ihr eine freie Schwingung der Atmosphäre zu sehen, an-

---

[1]) Wien. Ber. **113** [2a], 721—738, 1904.

geregt durch die halbtägige Temperaturschwankung und gleich dieser in 12 stündiger Periode verlaufend.

Die gleiche Beziehung, wie damals für Berlin, habe ich seither noch für eine Anzahl anderer Orte nachweisen können. In Königsberg, Bremen, Aachen, München (nach LAMONT) und Bukarest zeigt die Amplitude a_2 der halbtägigen Temperaturschwankung die gleichen jährlichen Änderungen, welche in Berlin gefunden wurden, und welche in der entsprechend für Luftdruck ermittelten Jahreskurve ebenfalls auftreten.

Konnte es hiernach als wahrscheinlich gelten, daß für die nördliche gemäßigte Zone die erwähnte Beziehung zwischen den halbtägigen Schwankungen von Druck und Temperatur besteht, so wurde die Annahme eines ursächlichen Zusammenhanges beider zunächst als bloße Arbeitshypothese für zulässig erachtet. Und daraufhin wurden einige südlicher gelegene Orte untersucht. In den Tropenstationen Bombay, Pará (nach HANN), Kwai, Batavia und Dar-es-Salam fand sich ein jährlicher Gang der halbtägigen Temperaturschwankung a_2, welcher mit demjenigen der Druckschwankung an den gleichen Orten recht wohl verglichen werden kann. Aus der südlichen gemäßigten Zone wurden die Werte von a_2 für Druck und Temperatur in Melbourne und in Fisherton (Buenos Aires) hergeleitet, und auch hier zeigten sich die beiden Maxima ungefähr zur Zeit der Nachtgleichen, außerdem aber in der Temperaturkurve von Fisherton (— 32° 6′ Breite) noch ein drittes (Haupt-) Maximum im Juni. Daß dies nicht etwa eine örtliche Besonderheit ist, scheint aus dem Vorkommen des gleichen Maximum in Kenilworth bei Kimberley (Südafrika, — 28° 42′ Breite) hervorzugehen.

Danach möchte ich glauben, daß der Versuch einer allgemeinen Zurückführung der täglichen Luftdruckschwankung auf Temperaturänderungen der unteren Luftschichten nicht aussichtslos sei und weitere Bearbeitung zu rechtfertigen vermag.

Das geophysikalische Gutachten im Gerichtssaale;
von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Der auch dem naturwissenschaftlichen Unterrichtswesen aller Grade vielfach schädlichen Interesselosigkeit maßgebender Verwaltungsbehörden, die ihren letzten Grund in dem Versagen des naturwissenschaftlichen Unterrichts an höheren Schulen hat, und welche besonders verhängnisvolle Folgen in der deutschen Kolonialpolitik zeitigte, trat während der letzten, in geophysikalischer Hinsicht hochbedeutsamen Jahre eine ähnliche Erscheinung bei Gerichtsbehörden zur Seite.

Am schärfsten geschah dies bei den Gerichtsverhandlungen über den Grubenbrand der Zeche „Borussia“ vom 10. Juli 1905 und über den Eisenbahnzusammenstoß bei Spremberg vom 7. August 1905. Der erstere, im Juli, bot eines von mehreren Beispielen der Nachwirkung langjähriger klimatischer Trockenheit bis in die Horizonte des bergmännischen Tiefbaues. Der Zugzusammenstoß, im August, der durch ungenügende telegraphische Verständigung verschuldet war, ereignete sich an einem ungewöhnlich gewitterreichen Tage, der tatsächlich, nach einer inzwischen eingeholten Auskunft vom Haupttelegraphenamt in Berlin, „außerordentlich viele“ Störungen des telegraphischen Betriebes in den östlichen Gebietsteilen zur Folge hatte. In keinem dieser beiden, nach Ursache und Wirkung vielumstrittenen Fälle fühlte sich der zuständige Gerichtshof veranlaßt, neben den technischen und amtlichen, einander vielfach widersprechenden Gutachten, ein naturwissenschaftliches, der Sachlage nach ein geophysikalisches, Gutachten einzuholen, das tatsächlich entscheidende Wirkung hätte ausüben können. Eine ähnliche Nichtbeachtung der geophysikalischen Wissenschaft tritt uns in anderen, sogar auch see-

amtlichen Verhandlungen entgegen, obgleich an ihnen nautische Mitglieder mitwirken.

Dem Vortragenden erscheint demgegenüber der Wunsch berechtigt, „daß die geophysikalischen Grundlagen wirtschafts- und besonders verkehrstechnischer Einrichtungen bei gerichtlichen Verhandlungen nicht als starr gesetzmäßig gegeben, sondern als je nach Umständen veränderliche Naturerscheinungen aufgefaßt werden, daß demzufolge dem wissenschaftlichen Gutachten neben dem technisch-amtlichen mehr Raum gegeben werde als bisher".

Er beabsichtigt, den Gegenstand, seiner großen Tragweite entsprechend, in umfassenderer Weise weiter zu bearbeiten, so daß dieser Wunsch auf einer späteren Tagung durch einen Beschluß der Abteilung verstärkt werden kann.

Seismische Fernwirkungen als Grundlagen für Prognosen und für Ferndiagnosen von Erdkatastrophen;

von Wilhelm Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 19. September 1906.)

(Vgl. oben S. 329.)

Bei den seismischen und den vulkanischen Katastrophen, die in deutlicher gegenseitiger Beziehung Amerika heimsuchten, konnte während der letzten hundert Jahre, besonders häufig aber in den ersten Jahren des 20. Jahrhunderts, eine kettenförmige Anordnung festgestellt werden, die mit zunehmender Bestimmtheit auf das mittlere Amerika deutet. Unter Berücksichtigung meteorologischer, besonders der Sturm- und Niederschlagsverhältnisse darf ihr eine prognostische Bedeutung beigemessen werden.

Mannigfaltigere Hilfen stehen der jedenfalls für die überseeischen Interessen wirtschaftlicher Art wichtigen Ferndiagnose zur Verfügung. Zu ihnen gehören die von Milne wahrscheinlich gemachte Mitschwingung antipodaler Gebiete, die von dem gleichen Forscher bearbeiteten Beziehungen der Erdkatastrophen zu magnetischen Störungen, ferner aber ungewöhnliche Flutwellen, die, infolge seismischer oder vulkanischer Ereignisse, auch in europäischen Gewässern häufiger auftreten, als bisher angenommen. Manchmal sind sie es allein, die dem grundlegenden Mittel der Ferndiagnose bestätigend zur Seite treten, dem Seismogramm. Bei diesem ist die Bestimmung der Entfernung aus den Phasenzeiten durch einfache Berechnungen mit hinreichender Sicherheit möglich. Die Amplituden lassen dann Schlüsse auf die Intensität der Katastrophe zu. Auch die relative Dauer läßt sich einigermaßen aus dem Seismogramm bestimmen. Für die noch recht unsichere Bestimmung der Herkunftsrichtung der Bewegung ist, vielleicht wegen der erdmagnetischen Beziehungen, die Loxodrome anscheinend wichtiger als die Orthodrome. Die Ortsbestimmung könnte sehr rasch erreicht werden auf Grund der

Entfernungsberechnung, durch den telegraphischen Verkehr zweier hinreichend weit voneinander entfernten Stationen. Doch die Entfernungsbestimmungen sind schon allein von großer praktischer Wichtigkeit, zur Kontrolle alarmierender Kabelmeldungen über Katastrophen, da solche Meldungen nicht immer zuverlässig sind. Entfernungsbestimmungen oder die zu ihrer Berechnung geeigneten Phasenzeiten sollten von den Erdbebenstationen deshalb so rasch wie möglich der Tagespresse zugänglich gemacht werden.

Physikalische Unterrichtsübungen;
von R. Börnstein.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 330.)

Die nachgerade an allen Hochschulen eingeführten physikalischen Übungen sind beinahe ausnahmslos darauf gerichtet, die Teilnehmer mit den Apparaten und Methoden des exakten Messens bekannt zu machen. Wer aber später als Lehrer tätig sein und also die im Schuldienst gebrauchten Unterrichtsversuche beherrschen soll, findet bei den Meßübungen nur eine unvollständige Vorbereitung. In dieser Erwägung habe ich seit zwei Jahren in Berlin Unterrichtsübungen durchgeführt, deren Inhalt ausschließlich durch Vorbereitung und Ausführung von Demonstrationsversuchen gebildet wird. Die Übungen finden wöchentlich an einem Nachmittage statt und dauern je vier Stunden. Dem einzelnen Teilnehmer wird jedesmal ein begrenztes Gebiet physikalischer Erscheinungen zugewiesen und er erhält die nötigen Apparate samt Anweisung zur Ausführung der entsprechenden Versuche. Beispiele der behandelten Aufgaben sind: Parallelogramm der Kräfte; hydrostatischer Druck; Luftdruck; Kapillarität; Schallerzeugung; Interferenz; thermische Ausdehnung; Wärmeleitung und -strahlung; Sieden und Verdampfen; Lichtbrechung; Spektrum; Beugung; Polarisation; Elektrostatik; Kraftlinien; Induktion; Elektrolyse; HERTZsche Strahlen usw. Wo sich das Bedürfnis zeigt, erhalten die Teilnehmer Unterweisung in den für gelegentliche Selbsthilfe nötigen Fertigkeiten, wie Glasblasen, Löten, Drehen u. dgl. Nachdem drei Stunden mit solchen Übungen zugebracht sind, wird die vierte durch einen Experimentalvortrag ausgefüllt, den einer der Teilnehmer in Gegenwart der übrigen über eine von ihm bearbeitete Aufgabe hält. Die Verabredung des Vortrages geschieht mindestens zwei Wochen vorher, damit

der Vortragende Zeit zu ruhiger Überlegung hat; er bereitet im Hörsaal seine Versuche selbständig vor und kann dafür Verdunkelung, Projektionslampe, elektrischen Anschluß usw. benutzen. Dem Vortrage folgt eine Besprechung in der bei Seminarübungen herkömmlichen Form.

Ich hoffe durch diese Unterweisung die Teilnehmer dahin zu bringen, daß ihnen in ihrer späteren Berufsarbeit die sichere Beherrschung der experimentellen Einzelheiten ohne erhebliche Schwierigkeit gelingt.

Die Demonstration des Boyle-Mariotteschen Gesetzes;

von Hermann J. Reiff.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 330.)

Vor einiger Zeit habe ich in der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht eine Vorrichtung beschrieben, mit der sich in einfacher Weise an der — vertikal verschiebbaren — Wandtafel des physikalischen Lehrzimmers die Beziehung zwischen Volum und Druck eines Gases bei konstanter Temperatur, also das BOYLE-MARIOTTEsche Gesetz, in kontinuierlichem Gange demonstrieren läßt.

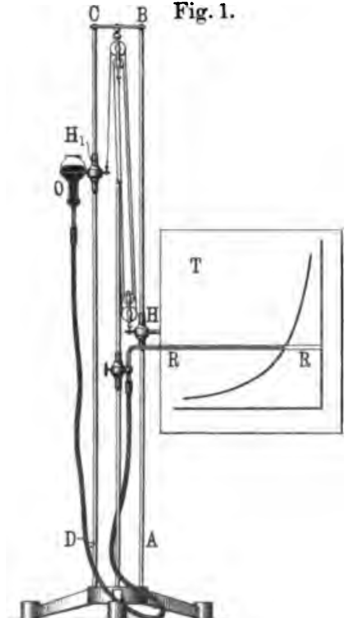


Fig. 1.

Wenn auch die Vorbereitung dieser Versuchsanordnung ziemlich geringe Mühe und Zeit erfordert, so schien es mir doch wünschenswert, den Apparat so auszugestalten, daß er ohne weiteres gebrauchsfertig aus der Sammlung genommen und zum Unterricht verwendet werden kann. Dies ist dadurch erreicht worden, daß die Einzelteile an einem genügend hohen — je nach dem gewünschten Demonstrationsbereich — Stativ vereinigt werden.

An einer Stativstange AB ist in einer Hülse H eine leichte Tafel T auf- und abwärts verschiebbar, ebenso ein Quecksilbergefäß Q in H_1 an CD. Quecksilbergefäß Q und Tafel T sind durch einen Flaschenzug derart verbunden, daß Q aufsteigt, wenn

T sinkt und umgekehrt, das Wegeverhältnis beider ist 1:4, so daß also die Tafel um ein Viertel des Barometerstandes herabsinkt, wenn Q um den ganzen Barometerstand gehoben wird.

Mit Q kommuniziert ein Kapillarrohr RR, das an einer dritten Stange vor T fest angebracht ist.

Sperrt man nun in RR mit Hilfe eines (nicht gezeichneten) Hahnes, bei gleichstehendem Niveau in Q und RR, eine Luftmenge von der Länge ein viertel Barometerstand ab, und zeichnet — wie in der Figur — auf T ein Koordinatensystem mit derselben Einheit so auf, daß bei der Tafelbewegung das Ende von RR an der Ordinate entlang geht und RR selbst Parallele zur Abszisse im Abstand 1 ist, so folgt bei Bewegung von Q oder T der Quecksilbermeniskus im Rohr RR der Hyperbel $p \cdot v = c$ und demonstriert damit in kontinuierlichem Gange das Boyle-Mariottesche Gesetz (Demonstration).

Ein besonderer Vorzug dieser Art der Demonstration scheint mir darin zu liegen, daß den Schülern — und dies ist besonders wichtig bei Anstalten, die im mathematischen Unterricht sehr beschränkt sind — auf diese Weise ganz unmittelbar vor Augen geführt werden kann, wie durch eine Kurve die Beziehung zweier Größen dargestellt wird. Wenn es wünschenswert erscheint, kann hier anknüpfend in wenigen Worten die Methode der graphischen Darstellung erläutert werden.

Eine ähnliche Methode, die von U. Behn seinerzeit vorgeschlagen wurde, ist leider auf einen sehr zerbrechlichen Apparat angewiesen, welcher bei Annäherung an die Grenzen seines Demonstrationsbereiches wegen Dichtungsschwierigkeiten entweder sehr schwer zu bedienen oder ungenau ist.

Der Apparat wurde mir von Arthur Pfeiffer in Wetzlar hergestellt, ist dieser Firma geschützt und von ihr zu beziehen.

Man vergleiche hierzu:

H. J. Reiff, ZS. f. d. physik. u. chem. Unterricht 19, 230 ff., 1906.

U. Behn, ibidem 16, 131, 1903.

F. Kiebitz, ibidem 19, 24, 1906.

Flüssige und scheinbar lebende Kristalle; von O. Lehmann.

(Vorgetragen in der zweiten allgemeinen Sitzung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 21. September 1906.)

(Vgl. oben S. 330.)

Physik und Chemie sind für den Arzt von Interesse, weil sie ihm wertvolle Hilfsmittel in Form von Instrumenten und Medikamenten bieten; wenn aber seit nunmehr 78 Jahren die Vertreter der exakten Wissenschaften zusammen tagen mit Biologen und Medizinern, so ist der Grund ein tieferliegender; es ist der Gedanke, die Stoffe und Kräfte, welche in der organischen Natur sich betätigen, seien im Grunde die gleichen, mit welchen sich auch Physiker und Chemiker beschäftigen, auch ihr Verhalten, ihre Wirkungsweise sei ganz denselben Gesetzen unterworfen, wie die der leblosen Natur.

Freilich ist trotz aller Naturforschung heute das Leben noch ebenso ein Rätsel wie früher. Nach der gewöhnlichen Auffassung — Haeckel nennt sie die dualistische — besteht jedes Lebewesen aus zwei Faktoren — speziell der Mensch aus Leib und Seele. Wollen wir aber jedem Lebewesen eine Seele zusprechen, so treffen wir auf eigenartige Schwierigkeiten. Wir haben im Garten einen Regenwurm herausgeschaufelt und ihn zufällig mit dem Spaten mitten entzwei geschnitten. Welche Hälfte enthält nun die Seele? Beide Hälften kriechen fort und heilen wieder zu normalen Würmern aus! Oder wir schneiden einen Zweig von einem Weidenbaum und pflanzen ihn in die Erde. Er wächst mit der Zeit zu einem Baume aus, muß also eine Seele besitzen. Haben wir beim Abschneiden einen Teil der Baumseele mit abgeschnitten, ist diese dann mit dem jungen Baume gewachsen? Ist die Seele ebenso teilbar wie die Materie? Oder — es fällt ein nahezu reifer Apfel vom Baume — anscheinend eine tote Materie. Aber im Keller reift er weiter aus, notwendig muß auch er noch Leben enthalten. Freilich er ist ein recht unvollkommenes

Lebewesen; schließlich tritt Fäulnis ein, er zerfällt — sagen wir kurz — in Moleküle und Atome. Sind diese tot oder besitzen etwa auch sie noch Leben, wie der vom Baume gefallene Apfel? Eine müßige Frage! wird mancher sagen, wer weiß, ob es überhaupt Atome gibt, gesehen hat sie ja noch niemand! Das ist nun zwar richtig, aber entbehren können wir sie deshalb doch nicht, wir brauchen sie notwendig, um die Naturerscheinungen zu begreifen. — Ein Knabe betrachtet staunend die Arbeit eines Schmiedes. Er wird versuchen, sie zu begreifen. Wann hat er sie vollkommen begriffen? Dann, wenn er in der Lage ist, sich wenigstens in Gedanken an die Stelle des Schmiedes zu stellen und durch die Muskelkraft seines eigenen Armes das Eisen in gleicher Weise zu formen. Ganz so ergeht es uns mit den Naturerscheinungen. Begriffen haben wir sie erst dann, wenn wir sie auffassen können als Wirkungen von Kräften von der Art unserer Muskelkraft, die ausgeübt werden von Wesen, ebenso unteilbar wie unser eigenes Ich, also von Individuen — und diese sind eben die Atome.

Ein fernes Altertum, welches die Atome noch nicht kannte, bevölkerte die ganze Welt mit unsichtbaren Dämonen, welche die Ursache der Naturerscheinungen sein sollten — die Sonne, das Meer, der Wind, jeder Fluß, jede Quelle, jeder Baum sollte einer Gottheit zugeordnet sein, einem unsichtbaren Wesen mit freiem Willen, wie ihn der Mensch besitzt. Aber die Beobachtung brachte mit der Zeit immer eindringlicher zur Erkenntnis, daß nicht alles willkürlich ist in der Natur, daß es feste Naturgesetze gibt, und schließlich schrumpften die Dämonen zusammen zu Atomen, die von ihrem Willen so wenig Gebrauch machen wie die Fliege, die einem unwiderstehlichen Drange folgend der leuchtenden Flamme zufliegt und darin verbrennt.

Wohl sind also die Atome Spiegelbilder unseres eigenen Ich; das hindert aber keineswegs, daß sie wirklich existieren, und selbst wer darauf verzichtet, die Naturerscheinungen begreifen zu wollen, sieht sich genötigt, ihre Existenz hypothetisch anzunehmen, weil es eine Menge von Naturerscheinungen gibt, zu deren Beschreibung unser Wortschatz ohne ihre Zuziehung gar nicht ausreichen würde, wir müßten geradezu unendlich viele neue Worte erfinden.

Beschränken wir uns darauf, zu sagen, die Naturerscheinungen verlaufen so, als ob die Körper aus Atomen beständen, so steht es uns frei, der Phantasie die Zügel schießen zu lassen und uns unter diesen winzigen, unsichtbaren Dämonen eine Art Lebewesen niedrigster Ordnung vorzustellen. Freilich, die neuesten Forschungen über den Durchgang von Lenard-, Röntgen- und Becquerelstrahlen durch die Materie lassen vermuten, daß die Atome der Chemiker noch lange nicht die kleinsten Teile sind, daß sie aus noch kleineren in relativ großen Abständen bestehen, daß sogar sehr heftige Bewegungsvorgänge sich in ihnen vollziehen, die bedingen, daß beim Zerfall der Radiumatome große Energiemengen frei werden; indes dann wären eben die elementarsten Lebewesen jene unfaßbar kleinen Teile der Atome, die Urteilchen. Man wird da einwenden, diesen könnten ja keine der Eigenschaften zukommen, die das Leben charakterisieren, vor allem nicht die Selbstregulation aller Funktionen. Indes denken wir an ein Blatt, das vom Baume gefallen ist, das noch einige Zeit lebt und dann verdorrt, oder an GALVANIS Froschschenkel, tot und doch belebt unter dem Einfluß elektrischer Ströme, oder an das ausgeschnittene Herz, das noch lange fortpulsiert beim Durchleiten von Salzwasser, so ist auch hier die Selbstregulation eine recht unvollkommene, und denken wir gar an das keimfähige, 4000 Jahre alte Samenkorn im ägyptischen Königsgrab und an das andere, welches auch noch in flüssiger Luft bei —200° seine Keimfähigkeit behält, so will es scheinen, daß es dem Begriff des Lebens nicht widerspricht, wenn Funktionen überhaupt nicht stattfinden, daß es auch latentes Leben gibt. Warum sollte solches nicht auch den Urteilchen zukommen. Wir gelangen zur monistischen Auffassung von HAECKEL, alle Materie lebt, die höheren Lebewesen sind nur Vereinigungen von niedrigen, in ähnlicher Weise wie ein Volk, ein Staat eine Vereinigung von vielen Individuen ist. Ihre höhere Leistungsfähigkeit verdanken sie dem Zusammenwirken ihrer Glieder. Tod ist nicht Trennung von Leib und Seele, sondern Auflösung in Individuen niedrigerer Ordnung.

Während aber die Bildung eines Vereins im Leben der Menschen keine besonders schwierige Sache ist, so beobachten wir — Fälle, sogenannte Symbiose, wie die Vereinigung von Algen und Pilzen zu Flechten abgerechnet — Aggregation einfacher Individuen

zu Komplexen in der Natur niemals und gar Aggregation von Atomen, auch nur zu Bakterien, die sogenannte Urzeugung oder Generatio spontanea, scheint, schon nach den großen Erfolgen der medizinischen Wissenschaft auf dem Gebiete der Sterilisierung, vollkommen ausgeschlossen. Dabei kann man gar nicht einmal sagen, die Atome hätten kein Bestreben, sich zusammenzulagern, das geschieht vielmehr sehr häufig, es entsteht aber dann nicht ein Lebewesen, sondern ein Kristall.

Oder könnte vielleicht ein Kristall auch als Lebewesen aufgefaßt werden? Im zweiten Teil von GOETHES Faust läßt die Phantasie des Dichters sogar ein höheres Lebewesen, den Homunculus, durch Kristallisation entstehen! HAECKEL hat in der Tat an verschiedenen Stellen seiner Schriften die Meinung ausgesprochen, zwischen Kristallen und niedrigsten Lebewesen bestehe eine nahe Verwandtschaft. Sicherlich gibt es im Verhalten beider eine Menge von Analogien, die sich besonders demjenigen darbieten, der die Kristalle nicht in einem mineralogischen Museum studiert, sondern während ihrer Bildung.

Schon die Fähigkeit zu wachsen an sich ist eine solche Analogie, denn amorphe Körper (Harze, Gläser usw.) wachsen nicht, und gar häufig beobachten wir Formen, die lebhaft an die Formen im Reiche der Organismen erinnern[1]).

Lassen wir z. B. Salmiak aus erkaltender, wässeriger Lösung kristallisieren, so entstehen tannenbaumähnliche Skelette — Projektion —, deren Verästelung um so feiner wird, je mehr durch Abkühlung der Kristallisationsprozeß beschleunigt wird. Kristalltrümmer von naphtionsaurem Natrium, in wässeriger Lösung erwärmt, bis sie sich auf wenige gerundete Reste aufgelöst haben, ergänzen sich beim Abkühlen zu scharfkantigen Tafeln — Projektion.

---

[1]) Die Farben- und Formenpracht haben bereits MARTIN FROBENIUS LEDERMÜLLER veranlaßt, sie in sein im Jahre 1763 erschienenes Werk „Mikroskopische Gemüts- und Augenergötzung“ aufzunehmen, soweit sie damals bekannt waren. Die optische Werkstätte C. ZEISS in Jena, deren speziell für diesen Zweck (von Herrn Dr. SIEDENTOPF) konstruierte Apparate sich in der Ausstellung befinden, hat sich in sehr freundlicher Weise bereit erklärt, die Experimente, insbesondere diejenigen über scheinbar lebende Kristalle, denjenigen, die sich dafür interessieren, zu geeigneter Zeit vorzuführen.

Den Kristallen kommt also auch Regenerationsvermögen zu, die Fähigkeit, Verletzungen auszuheilen. Jedes noch so kleine Fragment wirkt als Kristallisationskern, vergleichbar dem Keime bei Organismen. Erwärmen wir, bis alle diese Kerne verschwunden sind, so tritt kein Kristall mehr auf, die Lösung wird übersättigt. Freilich darf die Übersättigung nicht zu weit getrieben werden, sonst treten doch — und das ist eben ein wesentlicher Unterschied gegenüber den Lebewesen — von selbst Keime auf. Dabei können wir eine merkwürdige Beobachtung machen. Lebewesen können sich gegenseitig aufzehren, Kristalle auch. Aus der stark überkühlten Lösung entstehen zunächst ganz anders geformte, großblätterige Kristalle, die namentlich zwischen gekreuzten Nicols sehr deutlich hervortreten. Bald entstehen aber auch da und dort die gewöhnlichen Kristalle und in kürzester Frist zehren diese rings umher die zuerst entstandenen großen Blätter auf — Projektion.

Auch fremde Stoffe kann ein Kristall in sich aufnehmen. Setzen wir z. B. dem zuerst erwähnten Salmiakpräparat auf einer Seite Eisenchlorid zu, welches die Lösung rotgelb färbt, so werden nun alle Kristalle auch rotgelb und zwar beträchtlich dunkler als die Lösung, sie ziehen durch Adsorption den Farbstoff an sich heran, werden aber dadurch, wie aus der Reduktion der tannenbaumähnlichen Formen zu vierblätterigen Blumen — Projektion — ersehen werden kann, in ihrem Wachstum bedeutend gestört — es tritt eine Art Vergiftung ein. Noch auffälliger tritt diese Störung zutage bei den, für sich farblosen, Meconsäurekristallen, die in einer mit Anilinviolett gefärbten Lösung wachsen. Je dunkler sich die Kristalle färben, um so stärker die Verzerrung — Projektion —, es entstehen eisblumenartige und schließlich ganz unförmliche, knorrige Gebilde — Projektion. Häufig ist der Effekt solcher Störungen die Bildung radialfaseriger, kugelförmiger Gebilde — Projektion —, die besonders in polarisiertem Lichte, z. B. bei Cholesterylacetat — Projektion — einen prächtigen Anblick gewähren.

Bestehen nun auch, wie gezeigt, manche Analogien zwischen Kristallen und Organismen, so kann man umgekehrt auch wesentliche Unterschiede konstatieren. Vor allem sind Lebewesen weiche, manchmal eiweißartige, flüssige Gebilde, während Kristalle als

typische, starre Körper gelten, derart, daß das Fließen eines Kristalles völlig ausgeschlossen erscheint. Der Unterschied scheint so groß, wie der zwischen Kolloiden und Kristalloiden, die man gewissermaßen als diametral entgegengesetzte Formen der Materie aufzufassen gewohnt ist. Daß es flüssige Kristalle nicht geben kann, lehrt anscheinend die Theorie. Im Gaszustande bewegen sich die Moleküle geradlinig, etwa so wie Erbsen, die in einer Schachtel geschüttelt werden; im Flüssigkeitszustande kriechen sie ohne jede Ordnung durcheinander wie Würmer. Bei der amorphen Erstarrung hört das Kriechen auf, aber sie bleiben ungeordnet; findet Kristallbildung statt, so ordnen sie sich zu einem regelmäßigen Punktsystem oder Raumgitter — Demonstration eines Modelles.

Manchmal sind zweierlei Raumgitteranordnungen möglich, es entstehen zwei dimorphe Modifikationen mit ganz verschiedenen Eigenschaften — Projektion. Erhitzt man z. B. rotes Quecksilberjodid, so klappt das System der Moleküle in ein anderes Raumgitter um, die Masse wird gelb; beim Abkühlen wird sie wieder rot. Wenn ich Eisen schmiede, so zerstöre ich das Raumgitter der Eisenkristalle — Projektion —, das Eisen wird amorph. Durch Erschütterungen kann es im Laufe langer Zeiträume wieder kristallinisch werden und verändert damit seine Eigenschaften, es wird brüchig. Gäbe es Kristalle von solcher Weichheit, daß sie fließen könnten, so wäre hiernach dieses Fließen kein wahres Fließen, sondern eine beständige Umlagerung in andere Modifikationen, verbunden mit fortwährendem Wechsel der Eigenschaften.

Bereits im Jahre 1876 habe ich nun aber beobachtet, daß die oberhalb 146° beständige Modifikation des Jodsilbers, die man bis dahin für eine zähe Flüssigkeit gehalten hatte, in Wirklichkeit aus ganz weichen Kristallen besteht, welche ohne die geringste Änderung ihrer Eigenschaften fließen können wie eine Flüssigkeit. Hieraus folgt, daß die bisherige sogenannte Raumgittertheorie, nach welcher die Eigenschaften eines Stoffes abhängig sein sollen von der Art der Aggregation der Moleküle, unrichtig sein muß. Ich habe mich hierüber bereits in der physikalischen Sektion näher ausgesprochen und beschränke mich deshalb darauf, hervorzuheben, daß aus dem Widerspruch gegen die Theorie nicht folgt, es könne keine fließenden Kristalle geben. Die Zeit förderte eine Menge von Beispielen solcher zutage. Eines der schönsten

ist der von VORLÄNDER entdeckte Paraazoxybenzoesäureäthylester — Projektion. Die wachsenden Kristalle befinden sich in lebhafter Bewegung, die dadurch entsteht, daß, sobald zwei Kristallindividuen in Berührung kommen, sie zu einem neuen, einheitlichen Kristall zusammenfließen, wie zwei Flüssigkeitstropfen.

Noch auffälliger ist GATTERMANNS Paraazoxyphenetol, welches so leicht fließt wie Wasser und ebenso wie dieses freischwebend in kugelförmigen Tropfen auftritt, die aber eine innere Struktur besitzen. Schon bei Betrachtung in gewöhnlichem Lichte kann man diese Struktur dadurch erkennen, daß der Tropfen, wenn man in einer bestimmten Richtung, der der Symmetrieachse, hindurchsieht, einen dunkeln Kern im Zentrum zu enthalten scheint; bei Durchsicht quer zur Symmetrieachse dagegen eine bikonvexe Linse — Projektion. Diese Gebilde existieren in Wirklichkeit nicht, sie werden nur vorgetäuscht durch die Lichtbrechung. Zwei Kristalltropfen, in Berührung gebracht, fließen zusammen wie zwei Wassertropfen, haben für einige Zeit noch zwei Kerne, zwischen welchen sich ein dritter, abweichend gestalteter, dunkler Punkt geltend macht — Projektion; nach und nach wird aber die Struktur vollkommen einheitlich, man sieht dann nur noch einen Kern. Beim Zusammenfließen mehrerer Kristalltropfen werden die Erscheinungen entsprechend komplizierter — Projektion.

Im polarisierten Lichte verrät sich die Struktur durch den auftretenden Dichroismus, d. h. durch das Erscheinen weißer und gelber Felder — Projektion, — die beim Drehen des Präparates ihre Lage vertauschen. Zwischen gekreuzten Nicols erhält man bei passender Dicke des Präparates schöne Interferenzfarben, ganz wie bei festen Kristallen — Projektion. Stört man die Struktur eines solchen polyedrischen oder kugelförmigen, flüssigen Kristalles und überläßt ihn sich selbst, so nimmt er alsbald wieder seine normale Struktur an, ein Analogon der Erscheinung, daß z. B. eine Amöbe auch durch beliebige Verzerrungen nicht in einen leblosen Eiweißklumpen verwandelt wird. Das Zusammenfließen zweier Kristalltropfen zu einem einheitlichen Individuum kann als Analogon der Kopulation niederer Lebewesen betrachtet werden. Solche Kopulation zwischen verschieden gearteten Individuen führt auf biologischem Gebiete zur Bastardbildung; auch auf dem Gebiete der flüssigen Kristalle ist Kreuzung

möglich, wir erhalten Mischkristalle und, falls die sich mischenden Stoffe erheblich verschieden sind, eigentümliche Strukturstörungen, z. B. Tropfen aus zusammengeschichteten Lamellen, die so fein sein können, daß stärkste Vergrößerung dazu gehört, sie wahrzunehmen — Projektion.

Höchst merkwürdige Erscheinungen zeigen sich bei VORLÄNDERS Paraazoxyzimtsäureäthylester. Unter geeigneten Umständen nehmen hier die flüssigen Kristalle, eigentlich hemimorphe Pyramiden, gewöhnlich mit gerundeten Kanten und Ecken, die Form einseitig abgeplatteter Kugeln an, wie die Bilder — Projektion — schematisch zeigen. Zwei solcher Kugeln in übereinstimmender Stellung kopuliert, geben einen einheitlichen Tropfen; bei abweichender Stellung resultiert ein Tropfen mit zwei Abplattungen (oder mehr, wenn mehr als zwei Tropfen zusammenfließen); treffen sich aber die beiden Komponenten mit den Abplattungsflächen, so bleiben sie einfach aneinander haften, einen Zwilling oder Doppeltropfen bildend, ohne zusammenzufließen. Auch von selbst können solche entstehen; aus der Abplattungsfläche eines Tropfens kann eine Knospe hervorwachsen — Projektion —, die leicht abfällt, wenn sie gleiche Größe erreicht hat, ein Analogon der Vermehrung durch Knospenbildung bei Lebewesen. Der Doppeltropfen kann sich auch zu einem bakterienartigen Stäbchen oder einem sehr langen, schlangenförmigen Gebilde ausdehnen — Projektion —, er wächst wie Organismen durch eine Art Innenaufnahme, die Dicke bleibt immer gleich, während ein gewöhnlicher Kristall durch Apposition, d. h. Anlagerung der neuen Teilchen auf der Oberfläche, sich vergrößert. Ganz wie Bakterien können solche Stäbchen oder Schlangen vorwärts oder rückwärts kriechen und sich gleichzeitig hin und her schlängeln oder um ihre Achse drehen. Das allermerkwürdigste aber ist, daß sie sich ähnlich wie Bakterien von selbst in zwei oder mehr Teilchen teilen können, die nun selbt wieder sich als vollkommene Individuen verhalten und weiterwachsen — Projektion.

Man sieht, die von der bisherigen Physik und Kristallographie für unmöglich gehaltenen flüssigen Kristalle haben die Zahl der Analogien zwischen Kristallen und Lebewesen beträchtlich erhöht. Befriedigt wird der Anhänger des Monismus ausrufen, wir haben es ja vorher gesagt; eine solche Brücke zwischen Kristallen und

Lebewesen mußte notwendig gefunden werden; die Entdeckung bildet eine glänzende Bestätigung unserer Theorie! Mit nichten, wird der Anhänger des Dualismus entgegnen, denn der Umstand, daß zwischen festen und flüssigen Kristallen kontinuierliche Übergänge bestehen, beweist, daß die fraglichen Gebilde nicht wirkliches, sondern nur scheinbares Leben besitzen. Sie sind ein vortrefflicher Beweis für die Richtigkeit unserer Lehre, denn sie zeigen, daß manches, was bisher mangels physikalischer Analogien als Lebensäußerung aufgefaßt wurde, auf rein physikalischen und chemischen Wirkungen beruht. Dadurch wird es möglich sein, die Schwierigkeiten, welche die Annahme einer Seele in jedem, auch dem kleinsten Lebewesen bereitete, zu beseitigen, man wird durch weitere Erforschung der neu aufgefundenen Kräfte dahin gelangen können, genau zu präzisieren, welche Wirkungen lediglich durch Kraft und Stoff in toter Materie hervorgebracht werden und wo das eigentliche Leben beginnt. Wie dieser Streit auch endigen mag, den Physiker wird es freuen, wenn er zu recht gründlicher Untersuchung der Erscheinungen führt, die einen tiefen Blick in die Wirkung der Molekularkräfte und die Molekularkonstitution der Stoffe erhoffen lassen.

Was nützt denn das für die Praxis, wird Mancher fragen? Nun, der Physiker sucht nur die Wahrheit, die Grundgesetze der Natur. Wohl wird der Arzt vielleicht daraus Nutzen ziehen. Doch es bietet sich noch ein Ausblick nach ganz anderer Richtung!

Unsere Wärmemotoren sind äußerst unvollkommen, sie verwandeln die kostbare chemische Energie der Kohle zunächst in ganz unnötiger Weise in die sehr minderwertige Energie der Wärme. Die Organismen sind darin viel geschickter. Könnten wir ihren Muskelapparat nachahmen, so verschwänden die heutigen Dampfmaschinen, es würde sich eine neue Maschinentechnik herausbilden, deren Maschinen mit weichen und halbflüssigen Stoffen arbeiten, ja es würde vielleicht gelingen, jenen äußerst leichten und dennoch äußerst ergiebigen Motor zu erfinden, dessen Mangel das größte Hindernis für die bis jetzt so sehnlich und doch vergeblich erhoffte praktische Entwickelung der Flugtechnik bildet.

Anwendung der Teleobjektivmethode auf den Dopplereffekt von Kanalstrahlen;

von B. Strasser und M. Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Die Methode, welche Herr ZENNECK soeben beschrieben hat, wurde vor allem zu dem Zweck ausgearbeitet, um den von J. STARK[1]) entdeckten Dopplereffekt bei Kanalstrahlen zu studieren. Als wir schon mitten in den Versuchen darüber waren, wurde Herr ZENNECK nach Braunschweig berufen, so daß Herr STRASSER und ich die Versuche allein weiterführen mußten.

Unsere Absicht dabei war, die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen an einzelnen Stellen der Röhre mittels des Dopplereffekts zu bestimmen, um vielleicht auf diese Weise einen Einblick in die Mechanik dieser Strahlen zu gewinnen.

Fig. 1.

Es wurde zunächst mit Wasserstoff gearbeitet, und zwar wurde die Camera so eingestellt, daß H_γ völlig scharf auf der Platte erschien. Mittels einer großen Linse wurde ein stark verkleinertes Bild der Röhre auf den Spalt geworfen, so daß jeder

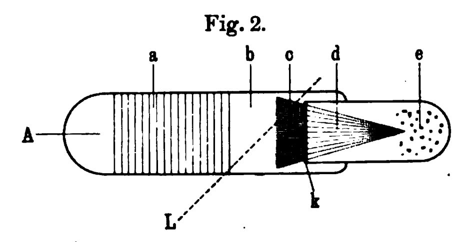
---

[1]) Phys. ZS. 6, 892, 1905.

Teil des Spaltes von einer bestimmten Stelle der Röhre Licht empfing. Dabei wurde die Achse der Röhre schief nach unten gestellt (vgl. Fig. 1), so daß für den Dopplereffekt nur die betreffende Komponente der Geschwindigkeit in Betracht kam; bei einer Neigung von 45° also $\frac{\sqrt{2}}{2}$.

Ich möchte Ihnen, ehe ich fortfahre, eine unserer Röhren im Betriebe zeigen. Sie unterscheiden (Fig. 2) das graue Glimmlicht (*a*), den scharf abgegrenzten Dunkelraum (*b*), die erste

Fig. 2.



Kathodenschicht (*c*), das die geometrische Fortsetzung der Kathodenschicht bildende Kanalstrahlenbündel (*d*), das diffuse Kanalstrahlenlicht (*e*).

Als Beispiel sei zunächst eine Aufnahme vorgeführt, welche bei nicht geneigter Röhre, deren Achse also ⊥ gegen den Spalt stand, gewonnen ist (Fig. 3). Das Bild ist etwa dreimal gegen die Originalaufnahme vergrößert. Sie sehen die ziemlich schmale „ruhende“ Linie und daneben, scharf getrennt durch einen Zwischenraum, die breite „bewegte“ Linie. Aus der Größe der Ablenkung kann auf die Geschwindigkeit in den einzelnen Teilen der Röhre geschlossen werden.

Die folgende Aufnahme (Fig. 4) ist bei schief gestellter Röhre erhalten, so daß der untere Teil des Bildes von Kanalstrahlen unmittelbar hinter der Kathode herrührt, der obere Teil von den weiter von der Kathode entfernten Kanalstrahlen. Ferner wurde ein Spiegel[1]) (Fig. 1) hinter die Röhre gestellt und das Spiegelbild ebenfalls auf den Spalt geworfen. Daher rührt die zweite bewegte Linie in gleichem Abstande auf der anderen Seite der festen Linie.

---

[1]) Rau (Phys. ZS. 7, 421, 1906) hat ebenfalls einen Spiegel zur Umkehrung des Dopplereffekts verwandt.

Aus der Breite der bewegten Linie kann auf die verschieden große Geschwindigkeit der Lichtträger geschlossen werden. Sie liegt bei 4000 Volt Elektrodenspannung etwa zwischen $2 . 10^7$[1]) und etwa $8 . 10^7$ cm. Bei kleineren Spannungen — wir haben sie bis zu 1500 Volt reduziert — rückt das Maximum der Abweichung näher an die feste Linie heran, so daß die bewegte Linie im ganzen schmaler wird. Es ergab sich ferner, daß die bewegte

Fig. 3.



Fig. 4.



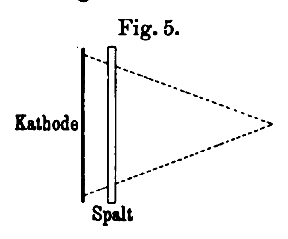
Linie im diffusen Teile schmaler wird, es muß also dort die maximale Geschwindigkeit kleiner sein. Andererseits ist (Fig. 3 und 4) deutlich zu sehen, daß das Minimum der Ablenkung recht kon-

[1]) Eine genaue Messung der Minimalgeschwindigkeit ist nicht möglich, da der innere Rand der bewegten Linie zwar deutlich, aber doch nicht ganz scharf begrenzt ist; die Messung ist auch von äußeren Umständen, z. B. der Belichtungsdauer, abhängig.

stant ist, die Grenze nach der festen Linie zu ist ziemlich scharf und oben und unten in gleichem Abstande von der festen Linie. Auf diesen Zwischenraum zwischen bewegter und fester Linie macht schon STARK[1]) aufmerksam. Man kann ihn auch deutlich subjektiv im Spektrometer beobachten, indem eine scharfe dunkle Linie sich der Länge nach wie ein Faden über das verwaschene Spaltbild lagert. Wir haben auf jede Weise versucht, diesen Zwischenraum zu überbrücken, er tritt jedoch bei hoher wie bei niedriger Spannung und Druck auf, sowohl im hellen Lichtkern (*d*) der Kanalstrahlen, als auch in dem diffusen Teile (*e*). Man muß demnach annehmen, daß entweder die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen eine ziemlich scharfe untere Grenze besitzt, oder daß sie bei dieser Geschwindigkeit aufhören, merklich Licht auszusenden.

Bei schief nach unten gestellter Röhre kommt auf eine Stelle des Spaltes Kanalstrahlenlicht von Orten in verschiedener Entfernung von der Kathode (vgl. Fig. 1 punktierte Linie), also inhomogenes Kanalstrahlenlicht. Es erschien möglich, daß, wenn an eine Stelle des Spaltes nur Kanalstrahlenlicht aus gleicher Entfernung von der Kathode träfe, die Geschwindigkeit weniger verschieden wäre, und daher eine weniger breite, vielleicht sogar eine ziemlich scharfe bewegte Linie entstehen könnte.

Fig. 5.



In folgender Art haben wir dies zu erzielen versucht: Wenn man an Stelle der Löcher einen schmalen Spalt in die Kathode schneidet, so erhält man an Stelle eines kegelförmigen ein schmales zungenförmiges Kanalstrahlenbündel. Neigt man nun die Röhre nicht nach unten, sondern seitlich, so entwirft die Linie in der Ebene des Kollimatorspaltes ein dreieckiges Bild des Kanalstrahlen-

[1]) Phys. ZS. 7, 251, 1906.

bündels, aus dem der Spalt einen schmalen Streifen herausschneidet (vgl. Fig. 5). Das jetzt in den Spalt eindringende Kanalstrahlenlicht rührt von Stellen in annähernd gleicher Entfernung von der Kathode her. Es ergab sich durchaus die gleiche Verbreiterung der bewegten Linie, also müssen die Kanalstrahlen schon unmittelbar hinter der Kathode sehr verschiedene Geschwindigkeit besitzen. Ob dies daher rührt, daß die Ionisation sich in verschiedener Entfernung von der Kathode vollzieht, und daher die Beschleunigung durch das elektrische Feld verschieden groß ist, oder daher, daß das Verhältnis von Ladung zu Masse verschieden groß ist, bleibe dahingestellt.

Wir haben endlich die Frage untersucht, ob auch vor der Kathode in der ersten Kathodenschicht der Dopplereffekt auftritt.

Wenn dabei das Bild der Kathode selbst auf den Spalt geworfen wurde, zeigte sich an begrenzten Stellen deutlich der Effekt. Jedoch lassen sich diese „Flecken“ durch Kanalstrahlenlicht erklären, das durch die Löcher von der Hinterseite der Kathode hindurchdrang. Das Bild einzelner dieser Löcher fiel dabei gerade auf den Spalt. Wenn man die Aufstellung so wählte, daß das Bild der Kathode selbst nicht auf den Spalt fiel, sondern nur Licht von der ersten Kathodenschicht (vgl. Fig. 2 die mit L bezeichnete punktierte Linie), so zeigte sich nur die „ruhende“ Linie, während wir von der charakteristischen bewegten Linie in unseren Aufnahmen nichts zu erkennen vermochten. Das Licht, das bei diesen Aufnahmen auf den Spalt fällt, zeigt also keinen Dopplereffekt und rührt von ruhenden oder sich verhältnismäßig langsam bewegenden Teilchen her. Es sind darin keine Teilchen vorhanden, welche sich schnell genug bewegen, um einen merklichen Dopplereffekt zu erzeugen, oder, falls es so schnelle Teilchen gibt, so leuchten sie nicht.

Im letzteren Falle müßten wir also annehmen, daß die vor der Kathode dunkeln Teilchen in dem Moment des Passierens der Kathode aufleuchten. Dieses Aufleuchten könnte man sich vielleicht in folgender Art erklären:

Nach der Hypothese von Herrn STARK[1]) bestehen die Licht-

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 6, 892, 1905.

träger der Kanalstrahlen aus einem positiven Kern und einigen negativen Elektronen, die trotz der Ionisation mit dem positiven Kern verbunden bleiben. Wenn nun der Kern auf die Kathode zufliegt, so werden seine negativen Elektronen immer stärker abgestoßen, so daß sie eine Lagenänderung gegenüber ihrem Kern, der angezogen wird, erfahren. Beim Passieren der Kathode tritt eine plötzliche Kraftänderung ein; dabei erhalten die Elektronen einen Ruck, der sie zum Schwingen und Leuchten veranlassen könnte.

Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig**, betr. 1. ***Aulus Cornelius Celsus*** über die Arzneiwissenschaft. — 2. ***Höfler*, Physik.** — 3. ***Waltenhofen*,** Elektrische Maße.

Jahrg. 4 *Heft 21*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

**der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben**

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

**der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft**

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 15. November 1906. Nr. 21.

Sitzung vom 19. Oktober 1906.

Vorsitzender: Herr M. Planck.

Der Vorsitzende gedenkt der erschütternden Trauerfälle, welche die Gesellschaft seit ihrer letzten Sitzung betroffen haben, indem am 5. Juli ihr erster Vorsitzender **Paul Drude**, und am 6. September ihr auswärtiges Mitglied **Ludwig Boltzmann** aus dem Leben gegangen ist. Um das Andenken an die Dahingeschiedenen zu ehren und ihre Stellung in der Wissenschaft gebührend zu würdigen, hat der Vorstand der Gesellschaft beschlossen, je eine ihrer künftigen Sitzungen zu einer Gedächtnisfeier auszugestalten. Der Nachruf auf P. Drude wird von dem derzeitigen Vorsitzenden der Gesellschaft in der Sitzung am 30. November gesprochen werden; für die Gedächtnisrede auf L. Boltzmann wird das Entsprechende an dieser Stelle später mitgeteilt.

An Stelle des verstorbenen Vorsitzenden Paul Drude wird Hr. M. Planck für den Schluß des Vorstandsjahres zum Vor-

sitzenden gewählt. Das hierdurch freiwerdende Amt eines der Beisitzer soll für die gleiche Zeit nicht mehr besetzt werden.

Hr. **Karl Scheel** legt sodann einige Mitteilungen vor, die während der Ferien bei dem Herausgeber der Verhandlungen eingegangen und inzwischen zum Abdruck gelangt sind, nämlich

Rudolf Schmidt: Spektrum eines neuen in der Atmosphäre enthaltenen Gases. (Vgl. diese Verh. S. 277—282.)

U. Behn und **W. Heuse:** Zur Demonstration der ABBEschen Theorie des Mikroskops. (Vgl. diese Verh. S. 283—289.)

Karl Fuchs: Die Gestaltungskraft fließender Kristalle. (Vgl. diese Verh. S. 315—323.)

O. Lehmann: Bemerkungen zu der Notiz von K. FUCHS: Die Gestaltungskraft fließender Kristalle. (Vgl. diese Verh. S. 324.)

Weiter berichtet Hr. **E. Gehrcke** über:

Anodenstrahlen

nach gemeinsam mit Hrn. O. REICHENHEIM angestellten Versuchen.

Ferner trägt Hr. **E. Grüneisen:**

Über das Verhalten des Gußeisens bei kleinen elastischen Dehnungen

vor. (Vgl. diese Verh. S. 469—477.)

Endlich spricht Hr. **Raoul Pictet:**

Über Verflüssigung von Gasen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. HEINRICH Freiherr RAUSCH VON TRAUBENBERG, Berlin W., Französischestr. 21.

(Vorgeschlagen durch Hrn. R. WACHSMUTH.)

Optische und elektrische Messungen an der Grenzschicht Metall-Elektrolyt;

von Wolf J. Müller und J. Koenigsberger.

(Vorgetragen von W. J. Müller in der gemeinschaftlichen Sitzung der physikalischen und chemischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 18. September 1906.)

(Vgl. oben S. 326.)

Meine Herren! Den Anlaß zu der Reihe von Versuchen, über die ich im Zusammenhang berichten will, gab die Frage nach der Existenz einer Oxydhaut auf passiven Metallen[1]). Um einen allgemeinen Überblick zu gewinnen, untersuchten wir eine größere Reihe von Metallen optisch und elektrisch. Die Resultate werden im folgenden so wiedergegeben, daß ich zunächst die von uns angewandten Methoden, dann die Meßergebnisse in den verschiedenen einzelnen Fällen wiedergebe, zum Schluß folgt dann eine Zusammenfassung der gewonnenen Resultate.

Versuchsanordnung der optischen Messung.

Zur Bestimmung und Vergleichung des Reflexionsvermögens werde ein Mikrophotometer verwandt, welches wie das von H. Wild für die Photometrie großer Flächen konstruierte die Savartschen Streifen als photometrisches Kriterium benutzt. Mit diesem läßt sich erstens eine sehr hohe Genauigkeit erreichen, zweitens sind wegen seiner ziemlich großen Apertur die Justierungsfehler sehr klein. Letzteres ist gerade bei Reflexionsmessungen äußerst wichtig; wir konnten uns überzeugen, daß mit einem Photometer nach König, dessen Linsen ziemlich kleine Aperturen haben, es fast unmöglich ist, nach neuer Aufstellung mit der früheren übereinstimmende Resultate zu erhalten. Die Anordnung zur Reflexionsmessung soll am anderen Orte ausführlicher beschrieben

---

[1]) Vgl. Wolf J. Müller und J. Koenigsberger, Phys. ZS. 5, 415, 797, 1904; 6, 847, 849, 1905.

werden. Für unsere Versuche war es notwendig, zwei Spiegel in einer Flüssigkeit zu vergleichen. Es wäre nicht günstig, einen Spiegel innerhalb und einen außerhalb der Flüssigkeit zu untersuchen, weil dadurch schon von vornherein Differenzen von mehr als 10 Proz. im Reflexionsvermögen auftreten [1]).

Noch weniger geeignet ist es, einen Spiegel zuerst einzutauchen, entsprechend elektrisch zu behandeln und dann zu trocknen. Deshalb werden beide Spiegel dicht übereinander angebracht. Sie werden aus demselben Stück geschnitten, auf eine Glasplatte aufgekittet und zusammen geschliffen und poliert. Man erspart dadurch erstens das gegenseitige Justieren und zweitens, was das Wichtigste ist, vergleicht man zwei ganz gleich behandelte Materialien miteinander.

Die Poliermethode soll später eingehend beschrieben werden; das ist der mühsamste Teil der Arbeit, weil eine vorzügliche Oberfläche Voraussetzung genauer Messung ist, und weil nur Poliermittel angewandt werden dürfen, die die Oberfläche nicht verunreinigen; von letzterem haben wir uns sowohl durch Vergleichung natürlicher Flächen mit anpolierten überzeugt als auch durch Messung des Reflexionsvermögens an Substanzen, bei denen sich dieses aus dem Brechungsindex berechnen läßt.

Die beiden Spiegel konnten in einem Nickeltrog, der innen mit Paraffin überzogen war und an der einen Seite eine planparallele Glasplatte trug, zu dieser Glasplatte parallel justiert werden. Die beiden Spiegel zeigen sowohl in Luft wie in Flüssigkeit Reflexionsvermögen, die bis auf etwa 1 Proz. identisch sind, was zeigt, daß zufällige chemische Änderungen nicht vorkommen.

Je besser die Spiegel poliert sind, um so genauer läßt sich die vergleichende Messung ausführen; manchmal auf 0,2 Proz., zuweilen aber auch nur auf 0,6 Proz. genau.

Die Spiegel waren durch ein dünnes Glimmerblatt voneinander isoliert; an jeden war ein Zuleitungsdraht angelötet.

Die Beobachtung geschah mit natürlichem Licht bei nahezu senkrechter Inzidenz und konnte durch spektrale Zerlegung für verschiedene Wellenlängen vorgenommen werden. Meist wurde $\lambda = 589\,\mu\mu$ verwandt.

---

[1]) J. Koenigsberger, ZS. f. Instr. 22, 88—89, 1902.

Diese Methode ist wohl die geeignetste zur Feststellung von Oberflächenschichten und zur Beobachtung in Flüssigkeiten. Die JAMIN-QUINCKEsche Methode der Bestimmung von Haupteinfallswinkeln und Hauptazimut kann zwar manchmal genauere Werte ergeben, aber die Resultate werden in viel stärkerem Maße von Korrosion der Oberfläche durch physikalische oder chemische Einwirkungen beeinflußt. Daß Auftreten von Oberflächenschichten mit äußerst geringer Dicke durch Änderung der Reflexion bei senkrechter Inzidenz nachweisbar ist, läßt sich sowohl theoretisch rechnerisch wie direkt experimentell (vgl. die folgenden Versuche über Bleisuperoxyd) zeigen.

Eine stets vorhandene Oberflächenschicht ist natürlich nach keiner bekannten Methode wahrzunehmen[1]).

Versuchsanordnung für die elektrischen Messungen[2]).

Zu messen war das Potential des Spiegels bei verschiedenen Beladungen, eventuell auch die Polarisationsspannungen gegen eine gut definierte Normalelektrode. Als Normalelektrode wurde Platin in $n . H_2SO_4$, mit CrO_3 gesättigt, verwandt. Diese Elektrode hat sich bei allen Messungen gut konstant gezeigt. Die Verbindung des Versuchsgefäßes mit der Normalelektrode geschah in bekannter Weise mittels eines Hebers, der mit dem gelatinierten Elektrolyten gefüllt war. Dieser tauchte in ein Becherglas, das auch den gleichen Elektrolyten enthielt; von hier führte ein mit Glaswolle verstopfter Heber zu der Normalelektrode. Zur Messung des Potentials wurde ein Quadrantelektrometer verwendet; der Ausschlag für ein Normalclarkelement wurde häufig kontrolliert, die Ausschläge waren im Bereich von $\pm$ 3 Volt streng proportional. Gleichzeitig konnte der Spiegel in einen Stromkreis eingeschaltet werden, der aus 3 Akkumulatoren, Stöpselrheostaten von 111 111 Ohm bestand. Die Stromstärke wurde an einem SIEMENSschen Milliamperemeter, kleinere als 1 M.-Amp. wurden aus Spannung und Widerstand berechnet.

---

[1]) Vgl. P. DRUDE, Wied. Ann. 36, 878 ff., 1889.
[2]) Vgl. WOLF J. MÜLLER, ZS. f. Elektrochemie 11, 755, 1905.

Vergleichung der optischen und elektromotorischen Wirksamkeit meßbarer dünner Schichten.

1. Bleisuperoxydschichten.

Durch Einwirken des elektrolytisch ausgeschiedenen Sauerstoffs auf eine möglichst wenig saure Lösung von Bleiacetat erhält man bei ungleichmäßiger Stromdichte bekanntlich die NOBILIschen Ringe, Interferenzstreifen, hervorgerufen durch Reflexion an der Vorder- und Rückseite der dünnen, praktisch durchsichtigen, kontinuierlichen Bleisuperoxydschicht. Läßt man die Schicht sich gleichmäßig planparallel auf einer Platiniridiumplatte abscheiden und mißt die hierdurch hervorgebrachte Änderung des Reflexionsvermögens der Platiniridiumplatte durch Vergleichung mit einer zweiten, in der gleichen Flüssigkeit befindlichen, unverändert gelassenen Platte, so kann man bei sehr kleinen Mengen von Bleisuperoxyd eine Änderung des Reflexionsvermögens beobachten. Da die beiden Platinplatten vor der Elektrolyse etwa 20 Minuten in der Lösung standen, konnten bis dahin etwaige Unterschiede des elektromotorischen Verhaltens und dadurch bedingte optische Änderungen sich einstellen. Wir haben indes bei den 2 mm dicken, gemeinschaftlich polierten und dann sehr gut gereinigten Platten irgendwelche Änderungen nicht wahrnehmen können.

Bei Einwirken einer Stromstärke von etwa $6{,}25 \, . \, 10^{-5}$ Amp. erhält man nach 10 Sekunden für $\lambda = 0{,}51\,\mu$ [1]) die sicher wahrnehmbare Änderung von 0,5 Proz. der ursprünglichen Reflexion. Nach dem FARADAYschen Gesetz ist die Menge gleich $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mg.

Wir haben 1. durch Messung der Interferenzfarben bei größeren Dicken, da wir Dichte und Brechungsindex [2]) der Schicht bestimmen konnten, sowie 2. durch Reduktionsversuche bei dünnster Schicht mit gleichzeitiger photometrischer Messung uns davon überzeugt, daß auch bei ganz dünnen Schichten das FARADAYsche Gesetz quantitativ auf

---

[1]) Für $\lambda = 0{,}59\,\mu$ ist die Änderung kleiner, etwa nur 0,2 Proz., entsprechend der gelbbraunen Färbung der ersten Schicht. Für das Auge wird diese Farbe, die durch die Dispersion des Phasensprunges am Metall verursacht ist, erst bei einer Schichtdicke von etwa $3\,\mu\mu$ merklich.

[2]) Der Brechungsindex $n_D = 2{,}2$.

etwa 5 Proz. gilt. Die obige Menge dürfte also auf mindestens 10 Proz. richtig berechnet sein. Die Dichte einer dünnen Schicht wurde durch Wägung gleich 9,3 gefunden.

Diese und größere Mengen werden bei geeigneter Stellung der Elektroden gleichmäßig auf der Fläche von 1 qcm Platiniridium ausgeschieden. Nimmt man dagegen die halbe Stromstärke ebenfalls 10 Sekunden lang, so ändert sich die gerade im Gesichtsfelde des Photometers befindliche Stelle der Platinplatte manchmal um 0,5 Proz., manchmal aber auch nicht merklich. Bei diesen geringen Dicken tritt offenbar ungleichmäßige Abscheidung auf. Eine Auflösung von niedergeschlagenem Bleisuperoxyd in der gesättigten, möglichst neutralen Bleiacetatlösung war nicht zu beobachten, da die Änderung des Reflexionsvermögens nach Auflösen der Elektrolyse nicht zurückging und nur durch Spülen mit HNO_3 zu beseitigen war [1]).

Aus der sicher wahrnehmbaren Menge von $7{,}8 \cdot 10^{-4}$ mg folgt für 1 qcm und die Dichte von 9,3 eine Schichtdicke von 0,84 $\mu\mu$.

Die Gründe, welche für Kohärenz dieser Schicht sprechen, sind folgende:

1. Bei größerer Dicke läßt sich die Schicht als kohärente Schicht ablösen.

2. Die Schicht zeigt bei der Minimaldicke keine Diffusion des Lichtes, wie es bei gleicher Dicke die kristallinischen Substanzen, Silber, Zink usw. oder auch feine niedergeschlagene Pulver tun; sie ist vielmehr, seitlich von der Lichtrichtung gesehen, tiefschwarz.

3. In größerer Dicke zeigt die Bleisuperoxydschicht Interferenzfarben und schließlich ein Reflexionsvermögen der Vorderfläche, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten stimmt. Ihre Dichte muß also bis auf wenige Prozent mit der des gewöhnlichen Bleisuperoxyds stimmen.

4. Infolge der hohen elektromotorischen Gegenkraft müssen sich die Ionen zunächst an den unbedeckten Teilen der Platinelektrode abscheiden, da bei dem amorphen glasartigen Bleisuperoxyd, nicht wie bei Silber oder Zink, eine Kristallisationskraft entgegenwirkt. Andererseits ist wegen der geringen Ionengeschwin-

---

[1]) Vgl. die Anmerkung auf S. 551.

digkeit im Gegensatz zur kathodischen Zerstäubung ein regelmäßiges Aneinanderlagern der Moleküle (wie es dem Zusammenschmelzen des Glases usw. entspricht) wahrscheinlich.

Für Kohärenz spricht ferner, daß die Schicht bei etwa 6 $\mu\mu$ eine gleichmäßige gelbbraune Färbung der Dispersion des Phasensprunges am Metall entsprechend und bei größerer Dicke die Interferenzfarben sehr schön gleichmäßig zeigt. Auch läßt sich die Schicht, wenn sie etwa $^1/_{30}$ mm dick ist, als Ganzes ablösen. Sie zeigt ein Reflexionsvermögen, das mit dem aus dem Brechungsindex berechneten übereinstimmt. Die Oberfläche ist also eine theoretisch spiegelnde und daher kontinuierlich.

Das Anwachsen der Schicht von der Minimaldicke 0,84 $\mu\mu$ ab bewirkt zunächst, wie aus folgenden Versuchen hervorgeht:

d in $\mu\mu$	$\frac{R}{R'}$
0,00	1,000
0,84	1,005
1,68	1,011
2,52	1,016
3,35	1,023
4,20	1,029

eine proportionale Änderung des Reflexionsvermögens des Spiegels, nämlich jeweils eine Abnahme um 0,5—0,6 Proz. für 6,25 . 10^{-6} Amp. und je 10 Sekunden. Später nach etwa 50 Sekunden nimmt die Verschlechterung rascher zu, bis sie bei sehr großen Dicken von $^1/_{20}$ und mehr Millimeter sich dem Werte für die Reflexion des Bleisuperoxyds = 15 Proz. nähert; das Platiniridium reflektiert ursprünglich etwa 61 Proz. für $\lambda = 0{,}51\,\mu$. Durch konzentrierte Salpetersäure kann die Schicht leicht entfernt werden, die Platiniridiumspiegel bleiben auf $\pm$ 0,2 Proz. ungeändert.

Aus diesen Versuchen geht klar hervor, daß mit unserer Methode Oberflächenschichten von äußerst geringer Dicke (0,8 $\mu\mu$) wahrgenommen werden können.

Diese Dicke ist, wie an anderem Orte gezeigt wurde, wahrscheinlich gleich dem einfachen bzw. doppelten Molekulardurchmesser des PbO_2.

Wir haben auch die elektromotorische Kraft der dünnen Bleisuperoxydschichten mit dem Quadrantelektrometer gemessen. Die Anordnung war die oben beschriebene.

Bei einer Schichtdicke *d* des Bleisuperoxyds war die elektromotorische Kraft *e* der einen Platiniridiumelektrode in Bleiacetat gegen die Normalelektrode (Platin in konzentrierter Chromsäure) und daraus berechnet die elektromotorische Kraft *e'* des Bleisuperoxyds:

d in $\mu\mu$	*e* in Volt	*e'*
0	1,07	0
0,84	0,81	0,26
1,68	0,67	0,40
2,52	0,54	0,53
4,20	0,47	0,60
5,04	0,47	0,60

Es ergeben sich bei Wiederholung und Abänderung der Versuche stets auf etwa $\pm$ 3 Proz. dieselben Zahlen.

Die elektromotorische Kraft Bleisuperoxyd in Bleiacetat gegen Platin ist = 0,60, die von Platin in Bleiacetat gegen Blei = 0,71, demnach Blei gegen Bleisuperoxd, in Bleiacetat konzentriert, bei 17° = 1,31. Die elektromotorische Gegenkraft **während** der Elektrolyse ist wegen der Sauerstoffüberspannung um etwa 0,2 Volt höher; diese tritt selbstverständlich momentan auch bei der kleinsten Stromstärke auf [1]).

Hieraus folgt, daß die **elektromotorische Kraft des Oxyds ihren vollen konstanten und dauernden Wert erst bei einer Schichtdicke von 4,2 $\mu\mu$ erreicht, die**

[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Erst nachträglich kam uns die Arbeit von Herrn Schreber (Wied. Ann. 36, 662, 1889) zu Gesicht, der für die Grenzdicke, bei der PbO_2 auf Platin seine volle elektromotorische Kraft zeigt, den mit unseren Angaben gut übereinstimmenden Wert 4,8 $\mu\mu$ angibt. Die geringere Wirkung dünnerer Schichten erklärt sich vielleicht aus folgendem Versuch: Läßt man eine Platte, die mit 5 bis 6 $\mu\mu$ PbO_2 bedeckt ist, über Nacht im Elektrolyten stehen, so geht das Potential (0,47) auf das ursprüngliche 1,07 zurück, d. h. das PbO_2 löst sich im Elektrolyten langsam auf. Diese langsame Auflösung bewirkt vielleicht bei ganz dünnen Schichten die Einstellung auf ein Mittelpotential, von welchem aus dann die Auflösung langsam vorwärts geht.

optisch leicht wahrnehmbar ist. In noch größerem Maße muß dies bei den Oxyden des Eisens, Chroms usw. der Fall sein, da diese Oxyde Brechungsexponenten größer als 3 und stärkere Absorption besitzen. Ihr optischer Einfluß ist demnach viel stärker als bei Bleisuperoxyd, während umgekehrt ihre elektromotorische Wirkung schwächer ist.

2. Silber- und Zinkschichten.

Bekanntlich hat OBERBECK[1]) die minimale Schichtdicke festzustellen gesucht, bei welcher sich das Potential von Silber, Zink usw. gerade geltend macht. Er maß zuerst die Spannung zweier Platinplatten in der betreffenden Lösung gegeneinander und beobachtete deren Änderung durch elektrolytische Abscheidung oder durch quantitative Auflösung einer bestimmten auf der Platinplatte abgeschiedenen Menge. Abgesehen davon, daß diese Bestimmung aus einer Differenz nicht sehr genau ist, gibt das Resultat in Wirklichkeit keinen Aufschluß über die Schichtdicke. Man kann daraus nur ersehen, welches die Grenzmenge ist, die auf Platinplatten gegebenen Flächeninhalts das der Substanz zukommende Potential hervorruft. Wir haben nämlich direkt optisch feststellen können, daß zwar solche Mengen, wie sie OBERBECK angibt, tatsächlich als Überzug abgeschieden werden, aber auch daß dieser Überzug nicht kontinuierlich ist. Scheidet man aus einer Lösung von Silbernitratcyankali eine Silbermenge ab, die sich nach dem FARADAYschen Gesetz zu etwa $3{,}3 . 10^{-4}$ mg pro Quadratcentimeter berechnet, so nimmt man sofort photometrisch eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens wahr. Beobachtet man mit freiem Auge in der Richtung senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl, also nahezu parallel der Spiegelebene, so erscheint der Spiegel zunächst, wenn er vollkommen auspoliert war, tiefschwarz. Sowie dann irgendwelche Substanzen sich nicht eben der Spiegelebene parallel in kontinuierlicher Schicht absetzen, ist sofort eine Aufhellung bemerkbar. Das entspricht der TOEPLERschen Schlierenmethode. Eine derartige Aufhellung ist bei Abscheidung von $3{,}3 . 10^{-4}$ mg Silber pro Quadratcentimeter schon deutlich wahrzunehmen.

---

[1]) A. OBERBECK, Wied. Ann. 31, 337, 1887.

Bei diesen Niederschlägen übertrifft offenbar die Kristallisationskraft die elektromotorische Gegenkraft, so daß nicht, wie OBERBECK meinte, eine gleichmäßige Verteilung zustande kommt. Gleichwohl nimmt die Platte in nicht meßbarer, sehr kurzer Zeit das Silberpotential an. Bei Verwendung der oben angegebenen Lösung zeigte die Platiniridiumplatte nach dem Eintauchen ein Potential von 0,97 Volt. Bei einer Stromstärke von 0,05 M.-Amp. stellte sich sofort das Potential von 1,52 Volt ein, bei längerer Einwirkung ging es bis 1,58, dann nach Abstellen des Stromes langsam zurück auf 1,01. 1 M.-Amp. gab 1,56 Volt. Es stellt sich demnach das Silberpotential in diesen Lösungen schon bei unter den optisch wahrnehmbaren Grenzen liegenden Mengen ein.

Während das von Nitratlösungen abgeschiedene Silber auch in kleinsten Mengen sich nicht wieder löst und der Platte das Potential dauernd aufdrückt, geht das Silber in der cyankalischen Lösung langsam in Lösung, wie der oben erwähnte Rückgang des Potentials beweist.

Ähnlich wie Silber verhält sich Zink, das nach der Vorschrift von OBERBECK aus einer fast neutralen Lösung von Zinksulfat abgeschieden wird. Die Abscheidung ist hier jedoch unregelmäßiger, manchmal bleibt sie aus; tritt sie ein, so bedeckt die Grenzmenge von $4 \cdot 10^{-4}$ mg nur etwa $^1/_4$ der Platte, häufig tritt aber bei sehr kleinen Stromstärken nur Wasserstoffentwickelung ein, was sich optisch durch Blankbleiben der Platte, elektromotorisch durch Eintreten des H-Potentials 1,45 statt des Zinkpotentials 2,22 Volt bemerkbar macht. Alle Potentiale stellen sich momentan ein.

Man kann also aus der elektromotorischen Kraft keine Schlüsse auf Schichtdicken ziehen, sondern nur die Grenzmengen feststellen, die genügen, der Platiniridiumplatte ein anderes Potential aufzudrücken.

Es ist bemerkenswert, daß diese für die reinen Metalle sehr klein sind, etwa $2-4 \cdot 10^{-4}$ mg pro Quadratcentimeter, und gleichmäßige Verteilung nicht erforderlich ist, während z. B. für Bleisuperoxyd trotz kontinuierlicher Bedeckung erst bei zehnmal größerer Menge das Potential des Bleisuperoxyds seinen vollen Wert erreicht.

Kupfer.

In den folgenden Versuchen wollten wir prüfen, ob Kupferschichten auf Platin unter bestimmten Umständen niedergeschlagen werden und wie es sich mit der Haltbarkeit dieser Schichten verhält. Wir wählten ähnliche Lösungen, die Herr FRANZ FISCHER[1]) bei seinen interessanten Versuchen über die chemische Übertragbarkeit der Metallpotentiale verwandt hat. In eine konzentrierte 10proz. Cuprisulfatlösung wurden Kupferspäne eingetragen. Nach zwei Tagen wurde, während Kohlensäure durchströmte, die eine Platinplatte mit 0,1 Volt anodisch polarisiert, die andere dagegen isoliert. Hierbei trat keine Änderung des Reflexionsvermögens von mehr als 0,7 μ ein. Wäre die Kupferschicht auch nur einige $\mu\mu$ dick gewesen, so hätten wir eine weit stärkere Änderung bemerken müssen.

In der gleichen Lösung schlägt sich in kurzen Zeiten (unter 20 Sekunden) Kupfer nur bei Stromdichten über 0,002 Amp. pro Quadratcentimeter nieder; bei kleineren Dichten tritt Gasabscheidung auf; eine niedergeschlagene Schicht löst sich sofort wieder auf. Das Kupferpotential in solchen Lösungen kommt also nicht dadurch zustande, daß sich eine Platin-, Kupfer- und schließlich reine Kupferelektrode bildet; die Ursache kann, wie unsere Versuche zeigen, nicht in einer Metallschicht gesucht werden.

Wir haben auch noch die elektrolytische Ausscheidung von Kupfer in einer ammoniakalischen, mit Alkohol versetzten Kupfersulfatlösung studiert. Sehr dünne Schichten von weniger als 20 $\mu\mu$ Dicke lösen sich stets sehr leicht auf, und insofern gilt für diese scheinbar das FARADAYsche Gesetz nicht; man erhält nie konstante Resultate. Nur wenn die Lösung sehr verdünnt ist und alle Diffusionsströmungen vermieden werden, ist eine so dünne Schicht in Lösung haltbar. Schon die dünnste schwach gelbliche Schicht verschlechtert die Reflexion um 6 bis 11 Proz. Die Schicht ist vollkommen kohärent und bewirkt daher im Gegensatz zu Silber keine Diffusion des Lichtes. Meist sind 2 M.-Amp. etwa 5 Sekunden lang zur Abscheidung notwendig, weit mehr, als nach dem FARADAYschen Gesetz für eine solche Schicht sich berechnet.

---

[1]) Fr. FISCHER, Berichte d. Nat. Ges. Freiburg 15, I, 1904.

Palladium.

Zwei Palladiumplatten werden sorgfältig poliert, was wegen der geringen Härte große Sorgfalt erfordert. Bringt man sie in den Trog, in den eine verdünnte Schwefelsäure ($^1/_{10}$-normal) gefüllt wird, so bedecken sich die Platten nach einiger Zeit mit einer braunen Schicht von Palladiumoxydul, wodurch sich das Reflexionsvermögen bedeutend verschlechtert.

Wird dagegen eine Platte mit etwa 0,0001 Amp. anodisch polarisiert, so unterbleibt an dieser die Bildung der Oxydschicht, die Reflexion ist dann ungeändert.

Hier liegt also ein sicher und auch leicht beobachtbarer Fall von Passivierung vor, der gerade eine Oxydbildung verhindert. Man kann demnach die Passivierung nicht auf eine Oxydhaut zurückführen. Wird da einer der Spiegel kathodisch polarisiert, so ist bei kleinen Wasserstoffmengen, die sofort vom Palladium aufgenommen werden, eine Änderung des Reflexionsvermögens nicht sicher wahrnehmbar. An einer Platte ist allerdings stets eine Vermehrung der Reflexion um etwa 3,0 Proz. vorhanden gewesen, die schon bei molekularen Mengen auftritt, bei größeren Mengen aber nicht erheblich gewachsen ist; an der anderen Platte war nur eine schwache Vermehrung um etwa 0,5 Proz. vorhanden. Bei Passivierung stellt sich dagegen stets auf 0,2 Proz. der gleiche Wert ein. Wasserstofflegierungen können demnach optisch nicht sicher konstatiert werden; bei Palladium scheinen sie eine geringe Verbesserung der Reflexion zu bewirken, solange die Wasserstoffmenge nicht so groß ist, daß Palladium quillt und dadurch die Spiegelfläche verdorben wird. Diese Quellung geht, wenn sie nicht zu stark war, nach Aufhören der Wasserstoffentwickelung wieder zurück und nach längerer Beladung mit Sauerstoff und Passivierung erhält man wieder für die Platte den ursprünglichen Wert des Reflexionsvermögens.

Chrom.

Zwei Spiegel aus sehr reinem Chrom werden sorgfältig poliert. Da die Substanz sehr spröde ist, muß mit feinem Pulver lange poliert werden, um eine gute, dann allerdings vorzüglich reflektierende Fläche zu erhalten. In den Trog wurde eine gesättigte Lösung von Jodkalium gegossen.

Auch hier zeigte sich wie bei Palladium, daß die nichtpolarisierte Platte sehr langsam sich mit einer äußerst dünnen Schicht überzog und ihr Reflexionsvermögen um etwa 7 Proz. verschlechterte. Wurde dagegen die Platte passiviert, so blieb das Reflexionsvermögen ungeändert.

Wird die Platte kathodisch behandelt, also aktiviert, so verschlechtert sich das Reflexionsvermögen um 2,5 bis 3,0 Proz. Bei Passivieren kehrt es wieder auf den ursprünglichen Wert zurück. Die Jodschlieren müssen durch Rühren entfernt werden. Dieser Versuch läßt sich beliebig oft wiederholen; das Reflexionsvermögen des passiven Chroms ist um etwa 2,5 bis 3,0 Proz. besser als das des aktiven.

Bei Chrom scheint also die nach der Elektronentheorie zu erwartende Verbesserung der Reflexion durch Passivierung vorhanden zu sein. Vielleicht hängt dies mit den chemischen Eigenschaften des Chroms zusammen, in dem der mehrwertige passive Zustand nicht wie bei den anderen Metallen nur labil und an der Oberfläche möglich ist, sondern auch in das Innere des Metalls eindringt und durch diesen Einfluß auf mehrere Molekülschichten auch optisch wirksam wird.

Nickel.

Die Nickelspiegel waren aus neuem starkem Reinnickelblech hergestellt und konnten vorzüglich poliert werden. Als Elektrolyt wurde eine neutrale Lösung von NaH_2PO_4 gesättigt angewandt. Beim Passivieren mit 5 M.-Amp. verschlechterte sich das Reflexionsvermögen der passivierten Platte (nach Abwischen der Sauerstoffblasen) um 4 Proz.; nach Abstellen des Stromes trat nach 15 Sekunden der alte Wert wieder ein. Bei Stromstärken von 14 und 22 M.-Amp. war die Erscheinung genau dieselbe, nur dauerte das Verschwinden der Verschlechterung etwas länger, etwa 30 Sekunden bis 1 Minute.

Bei kathodischer Polarisation trat genau dieselbe Erscheinung auf, auch hier trat während und kurz nach der Polarisation eine Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 4 Proz. ein, die nach Aufhören des Stromes in etwa der gleichen Zeit wieder verschwand.

Aus der Tatsache, daß die Änderung bei anodischer und kathodischer Beladung dieselbe war und auch gleich rasch wieder verschwand, läßt sich mit großer Wahrscheinlichkeit schließen, daß sie auf Bildung sehr kleiner Gasblasen beruhte. Da eine solche Ausbildung der Gasblasen sich nur an Nickelplatten beobachten ließ, scheint diese für das Nickel charakteristisch zu sein. Eine Bildung einer Oxydschicht konnte schon deshalb nicht der Grund sein, weil die Verschlechterung von selbst verschwand, während in allen Fällen (vgl. z. B. Palladium und Aluminium), wo eine Oxydschichtbildung beobachtet wurde, die Verschlechterung der bekannten Stabilität einer solchen Oxydschicht halber eine bleibende war. Aktives und passives Nickel zeigen demgemäß in den Fehlergrenzen dasselbe Reflexionsvermögen.

Aluminium.

Die Aluminiumspiegel waren wegen der Weichheit des Metalles nicht absolut schwarz zu bekommen. Mit den ziemlich gut polierten Spiegeln wurden in einer gesättigten Lösung von Natriumsulfat folgende Resultate erhalten. Bei Stromschluß war die Stromstärke von 8 M.-Amp. auf 3 zurück, dabei ging das Reflexionsvermögen des anodisch polarisierten Spiegels um etwa 7 Proz. zurück, bei nochmaligem Stromschluß auf 11 Proz.

Diese Änderung war bleibend, durch Abwischen wurde das RV etwas besser, der Spiegel wurde dann ohne Einschaltung von Widerstand in den Stromkreis von zwei Akkumulatoren eingeschaltet. Die Stromstärke war momentan 0,03 Amp., die nach $^1/_2$ Sekunde auf 2 M.-Amp. zurückgingen; dabei stellte sich eine dauernde Verschlechterung des Reflexionsvermögens um 9 Proz. ein.

Diese Versuche beweisen, daß die Bildung einer isolierenden Schicht optisch sehr wohl wahrgenommen werden kann.

Fassen wir die Resultate vorliegender Versuche kurz zusammen, so hat sich folgendes ergeben:

1. Kohärente Oxydschichten von molekularer Dicke sind optisch bemerkbar.

2. Nichtkohärente Schichten beeinflussen das Reflexionsvermögen eines Metallspiegels schon bei Mengen, die, als Schicht ausgerechnet, in die unterste Grenze des Molekulardurchmessers fallen.

3. PbO_2 bildet eine kohärente Oxydschicht. Metalle (Ag, Zn, Cu) scheiden sich nicht als kohärente Schichten ab.

4. Die Einstellung einer Platinplatte auf das Kupferpotential in einer mit Cuprosalz gesättigten Kupfervitriollösung bewirkt keine optische Änderung, kommt also nicht von einer Legierungsbildung her.

5. Palladium wird in verdünnter Schwefelsäure unter Bildung eines braunen Oxydes angegriffen, anodische Polarisation verhindert diesen Angriff. Die Legierungsbildung mit Wasserstoff läßt sich optisch nicht sicher nachweisen.

6. Auf Nickelspiegeln bewirkt anodische und kathodische Polarisation (O- und H-Entwickelung) eine gleichgroße Verschlechterung des Reflexionsvermögens, welche von selbst rasch verschwindet; diese kommt wahrscheinlich davon her, daß das Gas in sehr kleinen Blasen sich abscheidet.

7. Passives Chrom, in KJ-Lösung passiviert, zeigt ein besseres Reflexionsvermögen als aktives; nicht elektrisch polarisierte Chromspiegel überziehen sich in KJ-Lösung mit einer schlecht reflektierenden Schicht, die sich nur schwer abwischen läßt; passives Chrom ist von keiner Oxydschicht bedeckt.

8. Aluminiumspiegel bedecken sich bei anodischer Polarisation sofort mit einer schlecht reflektierenden, bleibenden Hydroxydschicht.

Anodenstrahlen;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 19. Oktober 1906.)

(Vergl. oben S. 544.)

§ 1. Während die Kathode GEISSLERscher Röhren bekanntlich bei geeigneter Verdünnung des Gases zum Ursprungsort einer besonderen Strahlenart, der Kathodenstrahlen, wird, verhält sich die Anode völlig anders; ihre Gestalt und Lage im Entladungsraum ist im allgemeinen von äußerst geringem, wenn nicht verschwindendem Einfluß auf die Erscheinungen des Stromdurchganges durch das Rohr. Nichtsdestoweniger besteht eine Parallelität zwischen der Anode und der Kathode; es möge hier nur an das anodische Glimmlicht und an den Potentialsprung, den man kurz als Anodenfall bezeichnet, erinnert werden. Besonders die letztere Tatsache des Anodenfalls läßt die Vermutung nicht von der Hand weisen, daß unter geeigneten Umständen auch die Anode befähigt sein dürfte, der Sitz einer Strahlung zu werden und positiv geladene Ionen zu emittieren. Wir haben uns die Aufgabe gestellt, Versuchsbedingungen ausfindig zu machen, unter denen dies der Fall ist.

Die von GOLDSTEIN entdeckten Kanalstrahlen, welche nach W. WIEN positiv geladen sind, stellen bekanntlich eine Strahlung dar, die ihren Ursprungsort in der Nähe der Kathode bzw. an der Kathodenoberfläche selbst [1]) hat. Die früher vielfach geäußerte Ansicht, die Kanalstrahlen kämen von der Anode her, ist nach neueren Untersuchungen unzutreffend.

§ 2. Den Ausgangspunkt unserer Beobachtungen bildete das oben erwähnte anodische Glimmlicht, welches der eine von uns [2]) bereits früher einer Untersuchung unterzogen hatte. Es gelang uns jetzt, mit geeignet gestalteten Entladungsröhren bedeutende

---

[1]) E. GEHRCKE, Phys. ZS. 7, 181, 1906.
[2]) E. GEHRCKE, Verh. D. Phys. Ges. 3, 63—70, 1905.

Größen des anodischen Glimmlichts zu erzielen. Indes möge hier nicht näher auf diese Versuche eingegangen werden, zumal wir in keinem dieser Fälle Grund zu der Annahme hatten, daß irgend eine von der Anode herkommende Strahlung in merklichem Betrage vorhanden war. Es lassen sich vielmehr alle von uns beobachteten Erscheinungen durch die Hypothese einer vor der Anode sekundär ausgebildeten, gasförmigen Kathode[1]) erklären. Wir verließen deshalb die benutzten Anordnungen und gingen zu folgenden Versuchen über.

§ 3. In einer Röhre, deren Kathode ein nach WEHNELT[2]) mit Baryumoxyd überzogenes, elektrisch geglühtes Platinblech war, befand sich als Anode ein etwa 3 cm langer, 0,3 mm dicker Platindraht. Wir beobachteten hier zu unserer Überraschung sogleich nach Anlegen der Spannung (110 Volt) scharfe, gelblich gefärbte Strahlen, deren Ansatzstelle auf der Anode ein kleiner heller Punkt war. Die Strahlen waren anfangs recht intensiv, verblaßten aber rasch und verschwanden nach wenigen Sekunden. Die Erscheinung kehrte zunächst nicht wieder, auch nicht, als die Stromstärke soweit gesteigert wurde, daß sich die ganze Anode zu heller Gelbglut und zum Schmelzen erhitzte.

Im weiteren Verlauf der Untersuchung dieser Erscheinung stellte sich heraus, daß das wirksame Agens, welches die beobachteten gelblichen Strahlen ergeben hatte, in Spuren von Verunreinigungen zu suchen war, die sich auf der Platinanode befanden. Eine sehr gut gereinigte Platinanode ließ in keinem Falle die Erscheinung wiederkehren, als aber etwas Salz, wie Borax oder Kochsalz, mit der Anode in Berührung gebracht wurde, kehrten die gelblichen Strahlen wieder und zwar mit bedeutender Intensität. Immerhin zählte auch hier die Dauer des Phänomens noch nach Sekunden; nach Ablauf von etwa 30 Sekunden bot die Röhre den gewöhnlichen Anblick dar, ohne daß die Anode irgendwie ausgezeichnet gewesen wäre.

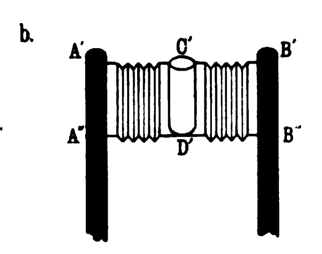
§ 4. Wir gingen nun dazu über, Anoden, welche größere Mengen geschmolzener Salze enthielten, herzustellen. Diese Anoden hatten folgende Gestalt (vgl. Fig. 1 a): Ein rechteckiges

---

[1]) E. GEHRCKE, Ann. d. Phys. (4) 15, 528, 1904.
[2]) A. WEHNELT, Ann. d. Phys. (4) 14, 425—468, 1904.

Stück Platinblech von 0,01 mm Dicke wurde in der Mitte parallel zu den langen Kanten längs einer Linie AB geknifft und sodann an dem zusammengefalteten Blech in der Mitte durch Überdrücken über ein kleines Metallröhrchen von etwa 2 mm Dicke eine zylindrische Aufbauchung CD des Bleches hergestellt, derart, daß das zusammengelegte und (vgl. Fig. 1 b) an den Enden $A'A''$ und $B'B''$ an dicke Kupferzuleitungen hart angelötete Blech eine elektrisch heizbare kleine Röhre $C'D'$ von 2 mm Weite in der Mitte trug, die oben bei C' offen, unten bei D' geschlossen war. Das Blech war noch, wie aus Fig. 1 b ersichtlich ist, mit Fältelungen parallel zu $C'D'$ versehen; die Fläche $A'B'B''A''$ betrug rund 2 × 0,4 cm. — Diese mit Salzen füllbare Elektrode diente sodann als Anode; der Heizstrom für die Anode wurde durch eine Akkumulatorenbatterie geliefert, welche von der zur Erhitzung der Wehnelt-Kathode dienenden Batterie isoliert war.

Fig. 1.



Wurde eine solche Anode, deren zylindrische Röhre $C'D'$ mit Natriumcarbonat gefüllt war, zu dunkler Rotglut erhitzt, so ging von der Öffnung C' eine intensiv leuchtende gelbe Fackel von zuweilen kugelförmiger, zuweilen länglicher Gestalt aus, die sich bis zu den Wänden des (kugelförmigen) Entladungsgefäßes erstreckte. Die Kathode blieb hierbei von blauem Licht umhüllt und es erschien somit jede Elektrode als Ausgangs- und Mittelpunkt einer strahlartig sich ausbreitenden, glänzenden Lichterscheinung. Das Spektrum der anodischen Lichterscheinung enthielt intensive D-Linien. Nach Ablauf einiger Minuten wurde das Anodenphänomen blasser und verschwand schließlich ganz; man hatte dann den gewohnten Anblick der Röhre und es waren hauptsächlich die von der Kathode ausgehenden blauen Strahlen, welche sich dem Beschauer auffällig darboten, während an der Anode nur ein bläulich-weiß gefärbtes, meist hin und her springendes Glimmlicht sichtbar war.

Nahezu das gleiche Phänomen wie mit Natriumcarbonat als Anodenmaterial trat auch mit Na Cl auf, doch pflegten im letzteren Falle die Natriumlinien auch im Spektrum der von der Kathode kommenden blauen Strahlen vorhanden zu sein. — Thalliumchlorid ergab eine prächtige grüne Anodenfackel; im Spektrum derselben wurde nur die sehr helle grüne Thalliumlinie beobachtet. — Ferner untersucht wurden bisher noch Li Cl, Li_2CO_3, K Cl, K_2CO_3, Rb Cl, Cs Cl, $CuCl_2$, $BaCl_2$, $SrCl_2$, $InCl_3$. Alle diese Salze ergaben intensive, charakteristisch gefärbte Anodenfackeln mit den Spektren der betreffenden Metalle; die Linien der Spektra sind sehr scharf, scheinen aber im Übrigen mit den in Bunsenflammen erhaltenen übereinzustimmen.

Unwirksam waren die Oxyde der Erdalkalien, welche nach WEHNELT (l. c.) die Emission negativer Elektronen aus der Kathode vermitteln. Auch andere Oxyde, wie Al_2O_3 und Cu O, als Anode benutzt, zeigten die obigen Erscheinungen nicht, wenigstens nicht bei den von uns angewandten Anodentemperaturen. Es hat sonach den Anschein, als ob hauptsächlich die stark dissoziierten oder verdampfenden Salze hierzu befähigt sind.

Bei Anwendung genügend starker Ströme konnte der die Anode heizende Hilfsstrom ausgeschaltet werden. Die Erhitzung der Anode wurde dann durch die Wärme des durch die Röhre fließenden Stromes selbst besorgt.

§ 5. Einer nach Fig. 1 konstruierten Anode, welche Natriumcarbonat enthielt, wurde in 2 cm Abstand ein sog. FARADAYscher Zylinder gegenübergestellt. Der äußere Mantel desselben war direkt zur Erde abgeleitet, die innere Hülle über ein Galvanometer (Empfindlichkeit 10^{-8} Amp.) mit der Erde verbunden. Die Heizströme für Kathode und Anode wurden hierbei von zwei voneinander isolierten Batterien geliefert.

Ging Strom durch die Röhre, so erhielt man im Galvanometer einen starken positiven Ausschlag von 100 S.-T. und mehr, so lange von der Anode eine gelbe Lichtfackel ausging. Mit dem Verblassen der letzteren nahm auch der Galvanometerausschlag ab, kam auf Null und wurde sogar negativ; dieser letztere Effekt ist wohl durch Kathodenstrahlen zu erklären, die von der Kathode her in das Innere des FARADAYschen Zylinders gelangten.

Der Strom, welcher durch die Röhre floß, fiel bei dem letzten Versuch von etwa 0,35 auf 0,2 Amp.

Das gleiche Resultat wie oben wurde auch mit $TlCl_3$ und $CdCl_2$ als Anodenfüllung erhalten; die Galvanometerausschläge waren hier kleiner, aber auch länger andauernd.

Der FARADAYsche Zylinder, welcher an einer federnden Stange befestigt war, konnte sowohl der Anode wie der Kathode gegenübergestellt werden. Im ersten Falle erhielt man, wie gesagt, positive Ausschläge. Wurde aber der Zylinder mehr und mehr der Kathode zugewandt, so nahmen die Ausschläge ab, gingen durch Null und wurden schließlich stark negativ, wenn der Zylinder der Kathode gegenüberstand.

Die Versuche wurden mit verschiedenen Röhren und unter Variation des Abstandes des FARADAYschen Zylinders von den Elektroden mit qualitativ gleichem Erfolge wiederholt.

§ 6. Aus den beschriebenen Beobachtungen ziehen wir den Schluß, daß von einer heißen Salzanode Strahlen ausgehen, die positive Ladungen mit sich führen und die wir kurz als Anodenstrahlen bezeichnen wollen.

Wenn die Anodenstrahlen eine den Kathodenstrahlen parallele Erscheinung darstellen, müssen sie auch magnetisch ablenkbar sein. In der Tat beobachteten wir, daß die anodische Lichtfackel durch einen Elektromagneten im Sinne positiver, von der Anode ausgehender Teilchen abgelenkt wurde. Wir möchten diesem Versuch aber keine Bedeutung beilegen, da die gesamte Lichterscheinung im Rohre durch das Magnetfeld so stark verändert wurde, daß vermutlich die beobachtete, starke magnetische Ablenkbarkeit in sekundären Wirkungen ihren Grund hatte.

Einwandfreier dürfte sich die Geschwindigkeit der leuchtenden Teilchen, vorausgesetzt, daß diese groß genug ist, durch das DOPPLERsche Prinzip bestimmen lassen, da anolog den von STARK[1]) entdeckten Linienverschiebungen im Kanalstrahlenspektrum auch im Spektrum der Anodenstrahlen solche Verschiebungen auftreten sollten. Man wird allerdings wohl in Anbetracht der hier zu erwartenden kleinen Geschwindigkeiten nur mit Hilfe stark auf-

---

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 6, 892—897, 1905.

lösender Spektralapparate den DOPPLER-Effekt wahrnehmen können.

§ 7. Die beschriebenen Anodenstrahlen sind vor uns mehrfach schon zur Beobachtung gelangt.

In erster Linie möchten wir darauf hinweisen, daß bereits E. WARBURG[1]) im Jahre 1890 einen Versuch ausgeführt hat, der mit den von uns in § 3 und 4 beschriebenen eine sehr große Ähnlichkeit hat und im Wesen damit identisch sein dürfte. Wir zitieren im folgenden die betreffende Stelle aus der Abhandlung WARBURGS:

„§ 5. Mit der Entwickelung des Natriums an einer Glasanode ist eine Erscheinung verbunden, welche für die Glimmentladung nicht ohne Interesse ist und am sichersten in Wasserstoffgas von etwas höherem Druck (von 6 mm ab aufwärts) beobachtet wird. Man bemerkt dabei nämlich um das negative Glimmlicht herum eine breite, gelbe Aureole von Natriumdampf, welcher durch die Kathodenstrahlen erleuchtet wird. Diese Aureole verschwindet auf der Stelle, wenn der Platindraht A zur Anode gemacht wird, also kein Natrium neu entwickelt wird, und tritt sofort wieder hervor, wenn man den Strom am Glase in das Gas eintreten läßt; sie rührt also unzweifelhaft her von Natriumteilchen, welche an der Anode frei geworden, im Sinne des positiven Stromes fortgeführt werden.“

Auch sonst sind in der Literatur vielfach Angaben verstreut, die mit den von uns beschriebenen Erscheinungen aufs engste verwandt sind. Wir möchten auf Beobachtungen WARBURGS[2]) an der Spitzenentladung, ferner auf Versuche von RIECKE und STARK[3]) am Lichtbogen in Luft, und endlich auf eine Mitteilung von WIEDEMANN und WEHNELT[4]) über den Vakuumlichtbogen an Metallanoden hinweisen. WIEDEMANN nnd WEHNELT haben auch bereits auf die spektroskopische Bedeutung der von den Dämpfen ihrer Anoden im Vakuum erzeugten Spektra hingewiesen.

Von Interesse scheinen uns die von Salzanoden ausgehenden

---

[1]) E. WARBURG, Wied. Ann. 40, 1—17, 1890.
[2]) E. WARBURG, Ann. d. Phys. (4) 2, 299—302, 1900.
[3]) E. RIECKE und J. STARK, Phys. ZS. 5, 537—538, 1904.
[4]) E. WIEDEMANN und A. WEHNELT, Phys. ZS. 6, 690, 1905.

Anodenstrahlen auch für die Deutung einer Reihe von Untersuchungen RICHARDSONS[1]) zu sein. RICHARDSON fand u. a., daß ein frischer geglühter Platindraht im Vakuum positive Ionen aussendet, mit der Zeit aber diese Eigenschaft verliert und sie auch von selbst nicht wieder erlangt. Durch geeignete Behandlung, wie z. B. Bestrahlung mit einer sekundären, leuchtenden Entladung, erhält indes der Platindraht seine verloren gegangene Emissionsfähigkeit wieder. RICHARDSON äußert dabei die Ansicht, daß möglicherweise eine auf dem Platin befindliche Fremdsubstanz hier wirksam sei. Wir möchten uns dieser Meinung anschließen und die Vermutung ausdrücken, daß bei vielen Versuchen RICHARDSONS geringe Verunreinigungen der Platinanoden mit Salzen, in erster Linie wohl NaCl, stattgefunden hatte. Selbstverständlich wollen wir indes keineswegs in Abrede stellen, daß nicht auch das reine Platin selbst die Fähigkeit, positive Ionen zu emittieren, besitzt. Auch anderen Metallen dürfte diese Eigenschaft bei genügend hoher Temperatur zukommen. — Ähnlich wie Salze scheinen übrigens auch okkludierte Gase, wie Wasserstoff und Kohlenwasserstoffe, Anodenstrahlen zu erzeugen. So beobachteten wir gelegentlich intensive, positiv geladene Anodenstrahlen, die das Spektrum der sehr scharfen Kohlebanden intensiv zeigten und sonst nur schwache D-Linien aufwiesen. Die Natur des Gases im Entladungsrohr scheint sonach nicht ohne Einfluß auf die Anodenstrahlen zu sein; dies ist ja auch bei den Kanalstrahlen der Fall. Übrigens hat RICHARDSON ebenfalls bereits Belege hierfür erbracht.

§ 8. Zum Schluß bemerken wir noch, daß auch von einer WEHNELT-Kathode, auf der sich etwas Chloridsalz befindet, besonders bei sehr hoher Temperatur derselben, zuweilen positive Teilchen ausgehen. Denn wir erhielten mitunter im ersten Moment des Stromdurchganges von einem der Kathode gegenübergestellten FARADAYschen Zylinder positive Ladungen. In diesem Falle wies auch das negative Glimmlicht Metallinien im Spektrum auf. Ferner steht hiermit wohl die Tatsache im Zusammenhang, daß wir gelegentlich ein Verlöschen der WEHNELT-Röhre bei Steigerung

[1]) O. W. RICHARDSON, Phys. ZS. 5, 6—11, 1904; 6, 914—915, 1905. Cambr. Phil. Soc. 13, 192, 1906.

der Temperatur der Kathode beobachteten; wir möchten dies dadurch erklären, daß die bei der hohen Temperatur von der Kathode ausgehenden positiven Ionen eine Gashülle von hohem Widerstand, ähnlich dem CROOKESschen Dunkelraum, erzeugen. — Eine Erscheinung, welche auf eine Emission negativer Teilchen von der Anode her schließen ließe, haben wir nicht beobachtet.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Oktober 1906.

Jahrg. 4 *Heft 22*

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 30. November 1906. Nr. 22.

Sitzung vom 2. November 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. **Albert Lessing** berichtet:

Über die Diffusion elektrolytisch entwickelten Wasserstoffs durch Palladium.

Ferner demonstriert Hr. **Franz Kiebitz**

einen Interferenzversuch mit freien HERTZschen Wellen.

Weiter spricht Hr. **Edgar Meyer** über:

Die Absorption der α-Strahlen von Radiotellur (Radium F) in Metallen.

Sodann berichtet Hr. **G. Leithäuser** über eine Mitteilung von Hrn. **G. C. Schmidt**, welche zum Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangen ist, betitelt:

Über die Emanation des Phosphors.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung von Hrn. **W. Biegon von Czudnochowski:**

Über eine Anordnung zum intermittierenden Betriebe eines Induktoriums mit dauernd laufendem Unterbrecher ohne besondere Hilfsbatterie für dessen Antrieb

vor.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. VYKRUTA, Professor an der Staatsgewerbeschule in Pilsen. (Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Über die Diffusion elektrolytisch entwickelten Wasserstoffs durch Palladium;

von Albert Lessing.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. November 1906.)

(Vgl. oben S. 567.)

---

§ 1. In der Arbeit von W. Nernst und A. Lessing[1]): „Über die Wanderung galvanischer Polarisation durch Platin- und Palladiumplatten" war nachgewiesen worden, daß für die Diffusion von Wasserstoff durch Palladium das Potential maßgebend ist, das die betreffende Palladiumplatte durch die Wasserstoffbeladung erhält.

Die quantitative Bestimmung dieser Abhängigkeit ist das Ziel der vorliegenden Arbeit; es erschien wichtig, einen genaueren Einblick in den Mechanismus der betrachteten Erscheinungen zu gewinnen, um so mehr, als Winkelmann[2]) in seiner Arbeit: „Über die Diffusion naszierenden Wasserstoffs durch Eisen" zu dem Resultate kommt, daß die Diffusionsgeschwindigkeit proportional der wirksamen Spannung sei und unter „wirksame Spannung" eine andere Größe versteht als das Potential im oben erwähnten Sinne. Daß die Winkelmannschen Resultate sich nach denselben Anschauungen erklären lassen, wie die Versuche an Palladium, soll gezeigt werden. Für die Untersuchung wurde Palladium benutzt, da hierfür eine wirkliche Diffusion nachgewiesen ist und weil Potentialänderungen durch Wasserstoffbeladung an Edelmetallen in wesentlich weiteren Druckgebieten zu erwarten sind als an unedlen Metallen.

§ 2. Die Versuchsanordnung (Fig. 1) war sehr ähnlich derjenigen von Nernst und Lessing und gestattete insbesondere durch schnelles und leichtes Regulieren der Stromstärke das am Elektrometer abzulesende Plattenpotential konstant zu halten und während des Stromdurchganges zu messen. Das auf die Wasserstoffnormalelek-

---

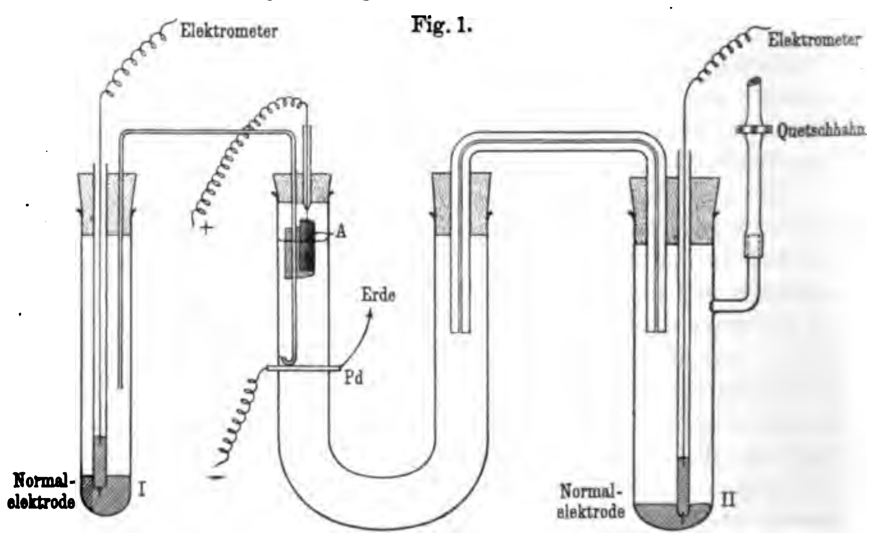
1) W. Nernst und A. Lessing, Nachr. der K. Ges. d. Wissensch. zu Göttingen, Math.-phys. Klasse 1902, S. 146—160.

2) A. Winkelmann, Ann. d. Phys. (4) 17, 589, 1905.

trode reduzierte Plattenpotential gegen die Normalelektrode I heiße das Außenpotential, analog sei das Potential der anderen Plattenseite das Innenpotential genannt.

Die Versuche hatten einen typischen Verlauf, wie ihn Fig. 2 zeigt. Der Strom wird zur Zeit A geschlossen, zur Zeit C wieder unterbrochen, die punktierte Kurve gibt eine Andeutung des Stromverlaufes. Eingezeichnet ist das Außenpotential, das bald nach Stromschluß konstant bleibt, das Innenpotential beginnt zur Zeit B einen Gang zu zeigen.

Fig. 1.



§ 3. Große Unbequemlichkeit verursachte die Tatsache, daß sich durch die Versuche selbst im allgemeinen eine Veränderung des Palladiums einstellte, die dadurch bemerkbar wurde, daß sich die Diffusionsgeschwindigkeit unter sonst gleichen äußeren Bedingungen verringerte. Ob eine Serie von Versuchen aufeinander zu beziehen ist, wurde in folgender Weise festgestellt. Die Werte V_1 und V_2 (siehe Fig. 2) seien zwei Werte des Innenpotentials, die bei allen Versuchen erreicht werden, ϑ sei die Zeit, die nötig ist, bis das Potential von V_1 auf V_2 steigt. Diese Zeit ϑ ist in Fig. 3 als Funktion des Außenpotentials aufgetragen und die Punkte sind nach ihrer zeitlichen Reihenfolge verbunden. Da die sechs letzten Punkte augenscheinlich zusammengehören, so sind

Fig. 2.

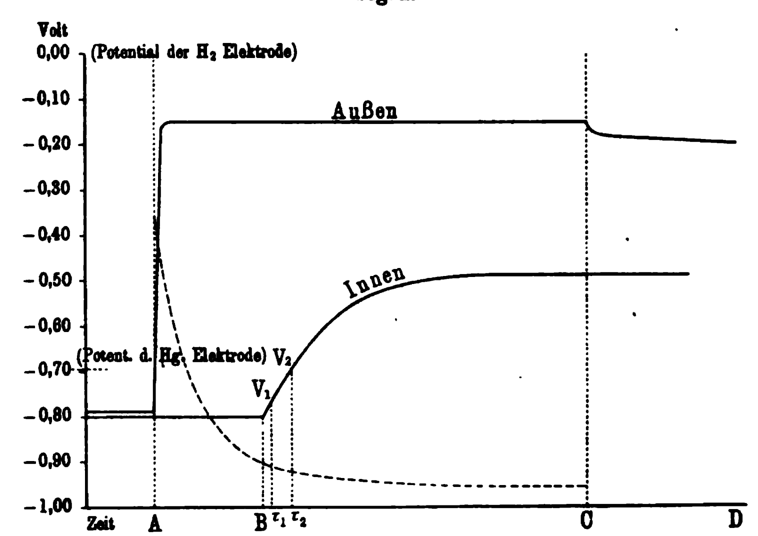
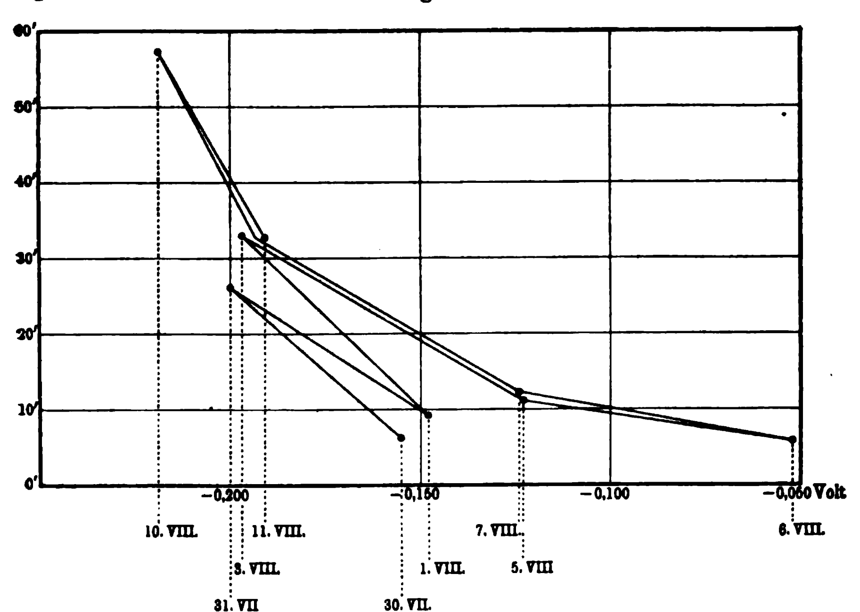

Volt
0,00
(Potential der H_2 Elektrode)
−0,10
−0,20
−0,30
−0,40
−0,50
−0,60
−0,70
−0,80
−0,90
−1,00
Außen
Innen
(Potent. d. Hg. Elektrode)
V_2
V_1
Zeit
A
B
τ_1
τ_2
C
D

Fig. 3.


60'
50'
40'
30'
20'
10'
0'
−0,200
−0,150
−0,100
−0,050 Volt
10. VIII.
11. VIII.
7. VIII.
6. VIII.
3. VIII.
1. VIII.
5. VIII
31. VII
30. VII.

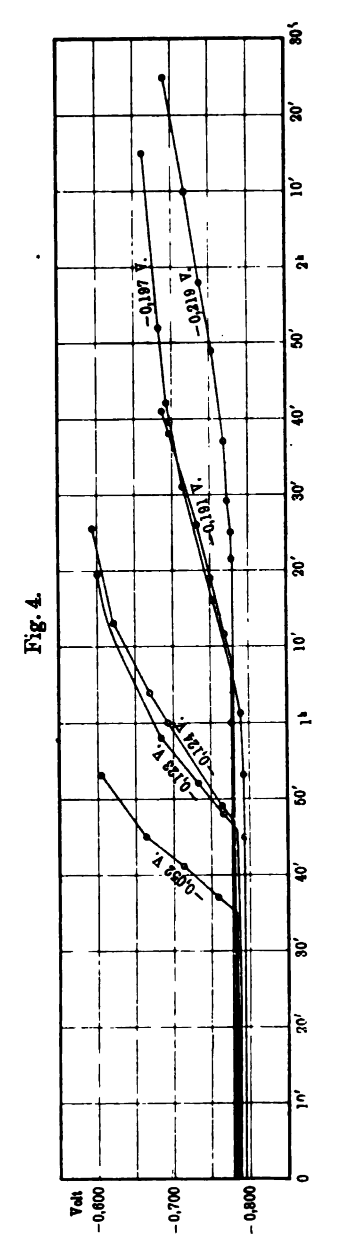


Fig. 4.

auch die sechs entsprechenden Versuchsreihen aufeinander beziehbar.

§ 4. Diese zusammengehörigen Versuchsreihen sind in Fig. 4 nach Art der Kurve 1 dargestellt, die Werte der zugehörigen Außenpotentiale sind nicht gezeichnet, sondern nur angeschrieben.

§ 5. Als Resultat ergibt sich zunächst, daß mit zunehmendem Potential die Diffusionsgeschwindigkeit wächst.

Unter der der NERNSTschen Theorie der Gasketten entsprechenden Annahme, daß ein Außenpotential E_γ einem bestimmten Gasdruck γ entspricht und analog das Innenpotential E_u einem Gasdruck u, kann man für die untersuchten Erscheinungen das FICKsche Diffusionsgesetz in der Form [1])

$$u = \gamma f(t) \quad . \quad . \quad . \quad . \ 1)$$

aussprechen, wo $f(t)$ eine eindeutige und stetige Funktion der Zeit bedeutet.

Zu der gleichen Zeit t gilt also die Gleichung

$$u_1 : u_2 = \gamma_1 : \gamma_2. \quad . \quad . \quad . \ 2)$$

Da nun nach der BOSEschen Formel [2]) das Potential E in folgender Weise vom Druck abhängt

$$E = \frac{0,058}{2}\, lg P, \quad . \quad . \quad . \ 3)$$

[1]) Vgl.: Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik. Nach RIEMANNS Vorlesungen in vierter Auflage neu bearbeitet von HEINRICH WEBER. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn, 1901. 2, 95 u. ff.

[2]) E. BOSE, ZS. f. phys. Chem. 34, 713, 1900.

so besteht

$$E_{u_1} - E_{u_2} = E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

Hierbei ist zu bemerken, daß in 3) P den Druck des an der äußeren Oberfläche des Metalles befindlichen zweiatomigen Gases bedeutet, unabhängig vom Elektrodenmetall und dem Molekularzustande des gelösten Gases.

Die nähere Betrachtung der Kurven in Fig. 4 ergibt, daß die Gleichung 4) mit der Abänderung den Verlauf der Versuche beschreibt, daß gesetzt wird

$$E_{u_1} - E_{u_2} = 2\,(E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}) \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

§ 6. Hoitsema[1]) fand nun bekanntlich, daß der im Palladium gelöste Wasserstoff sich bei mäßiger Konzentration verhält, als ob er einatomig wäre, bei stärkerer Konzentration, und zwar bei gewöhnlicher Temperatur, schon weit unter Atmosphärendruck, als wenn er zweiatomig, also als H_2 gelöst wäre[2]).

Möge nun das Außenpotential in den vorliegenden Versuchen Konzentrationen aus dem Gebiete anzeigen, in dem der Wasserstoff als H_2 gelöst ist; wenn dann γ der aus dem Potential berechnete Gasdruck ist, so ist die Gaskonzentration in der äußersten Palladiumschicht $= \varkappa\gamma$.

Dagegen zeige das Innenpotential, das ja in den vorliegenden Versuchen immer um mindestens 0,4 Volt tiefer lag als das Außenpotential, Konzentrationen an aus dem Gebiet der Löslichkeit in Atomform; wenn dann u der aus dem Potential berechnete Gasdruck ist, so ist die Konzentration in der benachbarten Metallschicht $= \varkappa'\sqrt{u}$. Wenn man nun die Konzentrationen im Metall als die maßgebenden Faktoren annimmt, so wird aus Gleichung

$$u_1 : u_2 = \gamma_1 : \gamma_2 \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

$$\frac{\varkappa'\sqrt{u_1}}{\varkappa'\sqrt{u_2}} = \frac{\varkappa\gamma_1}{\varkappa\gamma_2} \quad \text{oder} \quad u_1 : u_2 = \gamma_1^2 : \gamma_2^2 \quad \ldots \ldots \quad 6)$$

und

$$E_{u_1} - E_{u_2} = 2\,(E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}) \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

Formel 5) beschreibt aber den Gang der Versuche.

---

[1]) Hoitsema, ZS. f. phys. Chem. 17, 1, 1895.

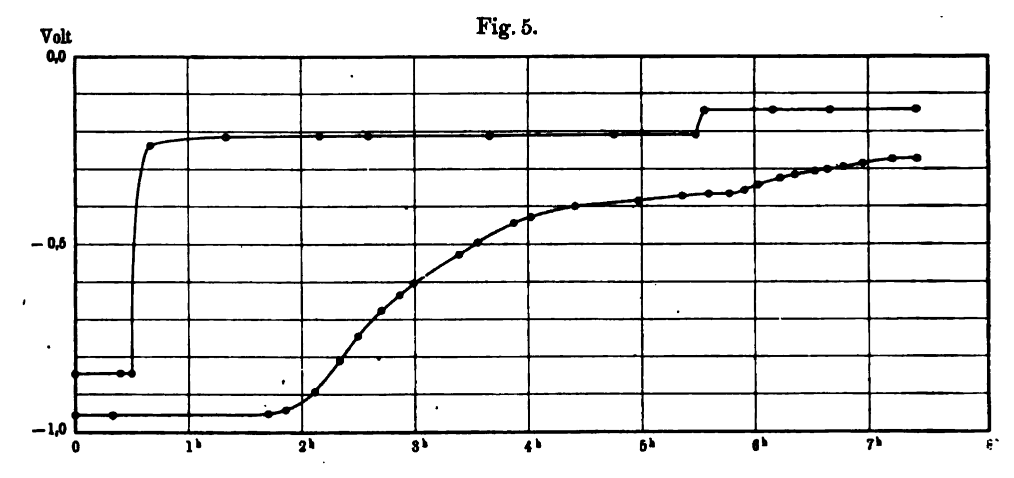
[2]) Vgl. auch Krüger, ZS. f. phys. Chem. 45, 71, 1903.

§ 7. Gelingt es, das Innenpotential dem Werte des Außenpotentials mehr zu nähern als in den früher erwähnten Versuchen, so wird man auch innen in das Gebiet der zweiatomigen Löslichkeit kommen, die Formel 5) wird also in Formel 4) übergehen.

Fig. 5 zeigt einen solchen Versuch, bei dem $E_{u_1} - E_{u_2} =$ 0,082 Volt, $E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2} = 0{,}070$ Volt ist, d. h. eine Annäherung an Formel 4) findet wirklich statt.

§ 8. Bellati und Lussana[1]) fanden für kleine Stromdichten Proportionalität zwischen Stromstärke und Diffusionsgeschwindigkeit durch Eisen; Winkelmanns Resultate bestätigen dies, denn seine „wirksame Spannung" ist proportional der Stromstärke i.

Fig. 5.



Von unserem Standpunkte würde, zweiatomige Löslichkeit des Wasserstoffs im Eisen bei den in Betracht kommenden hohen Drucken vorausgesetzt, die Diffusionsgeschwindigkeit $(\gamma - 1)$ Atmosph., oder da γ sehr groß ist, γ proportional sein müssen. Da nun die Diffusionsgeschwindigkeit i proportional sein soll, wird γ proportional i. Wenn man an Eisen die Potentialänderung, die lediglich durch Wasserstoffbeladung erzeugt wäre, messen würde, so müßte man finden E_γ proportional $\log i$, eine Beziehung, die Jahn[2]) für kathodische Polarisation an blankem Platin in verdünnten Säuren bei sehr kleinen Stromstärken in der Tat angibt.

---

[1]) M. Bellati und S. Lussana, Beibl. 15, 333, 1891; 18, 434, 1894.
[2]) H. Jahn, ZS. f. phys. Chem. 26, 412, 1898.

§ 9. Als Resultat ergibt sich also der Satz:

Bei der Diffusion elektrolytisch entwickelten Gases durch Metalle muß man, wie bei allen Diffusionserscheinungen, die Diffusionsgeschwindigkeit der an jeder Stelle herrschenden Konzentrationsdifferenz proportional setzen; die Potentialmessung dient lediglich zur Bestimmung der Gaskonzentration in den untersuchten Metallen.

Eine ausführlichere Darstellung der vorliegenden Arbeit soll demnächst in den Annalen der Physik erscheinen.

Charlottenburg, Physikal. Institut der Techn. Hochschule.

Ein Interferenzversuch mit freien Hertzschen Wellen;

von Franz Kiebitz.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. November 1906.)

(Vgl. S. 567.)

Interferenzversuche mit freien elektrischen Wellen sind schon von HERTZ angestellt worden, der durch Übereinanderlagerung eines einfallenden Wellenzuges mit dem an einer Metallplatte reflektierten stehende elektrische Wellen herstellte. Später hat V. v. LANG [1]) eine der QUINCKEschen Interferenzröhre nachgebildete Anordnung beschrieben, die gestattet, Dielektrizitätskonstanten durch Interferenz zweier Züge freier elektrischer Wellen zu messen. BOLTZMANN [2]) hat ein Analogon zum FRESNELschen Spiegelversuch im Gebiet HERTZscher Wellen beschrieben.

Bei diesen Versuchen handelt es sich um die Interferenz zweier Wellenzüge, die von demselben Sender ausgingen, also sicher kohärent waren. BRAUN [3]) hat die Bedeutung phaseverschobener Schwingungen, die gleichzeitig von mehreren Sendern ausgehen, für das Problem der gerichteten drahtlosen Telegraphie erörtert und selbst Methoden angegeben, um Phasenverschiebungen herzustellen [4]) bei Wechselströmen von 10^6 Wechseln pro Sekunde. MANDELSTAM und PAPALEXI [5]) haben eine verbesserte Methode angegeben, bei der die Schwingungen reine Sinusform haben. Mit diesen Schwingungen speiste BRAUN [6]) drei Antennen und fand in ihrer Umgebung die theoretisch zu erwartenden Richtungsunterschiede der Ausstrahlung.

---

1) V. v. LANG, Wien. Ber. **104** [2a], Okt. 1895 u. **105** [2a], April 1896.
2) L. BOLTZMANN, Wied. Ann. **40**, 399, 1890.
3) F. BRAUN, Neuere Methoden und Ziele der drahtlosen Telegraphie. Vortrag gehalten in der Schiffbautechn. Ges. Berlin, Julius Springer, 1904.
4) F. BRAUN, Phys. ZS. **5**, 198, 1904.
5) L. MANDELSTAM u. N. PAPALEXI, Phys. ZS. **7**, 803, 1906.
6) F. BRAUN, Electrician **57**, 222—224, 244—248, 1906.

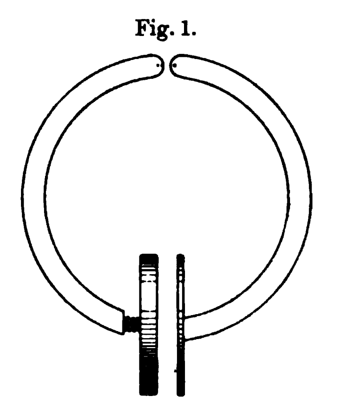
Nach dem HUYGENSschen Prinzip sind einfache Erscheinungen zu erwarten, wenn die benutzten Sender gleichzeitig und mit gleicher Periode und gleicher Amplitude in bestimmten Abständen aufgestellt sind und bestimmte Phasendifferenzen haben.

Ein einfach zu übersehender Fall besteht darin, daß eine gerade Anzahl gleich langer, geradliniger Sender Wellen von gleichen Perioden ausstrahlen. Sie sollen in Abständen der halben Wellenlänge in einer senkrechten Ebene aufgestellt sein, und in ihnen sollen Schwingungen erzwungen werden, deren Phasen um eine halbe Wellenlänge gegeneinander verschoben sind.

In diesem Falle ist zu erwarten, daß sich die von den verschiedenen Sendern ausgehenden Wellen in der Richtung, in der die Antennen hintereinander erscheinen, unterstützen, während sie sich in der Richtung senkrecht dazu vernichten.

Ein solcher Schwingungszustand läßt sich für kurze Wellen verwirklichen, wenn man die Antennen mit stehenden Drahtwellen koppelt. Dazu kann folgende Anordnung dienen: die stehenden Drahtwellen wurden in zwei parallelen Drähten erregt durch magnetische Koppelung mit folgendem primären Schwingungskreis (siehe Fig. 1).

Fig. 1.



Ein Messingdraht (4 mm dick, 10 cm lang) wurde zum Kreise gebogen. Die Enden waren halbkugelig gefeilt und auf etwa $^1/_2$ mm genähert; sie sollten die Funkenstrecke bilden und enthielten je ein 1 mm weit gebohrtes Loch für die Zuleitungsdrähte von der Sekundärspule eines Teslatransformators. Der Funkenstrecke gegenüber war der Messingring aufgeschnitten und trug einen kleinen Kondensator aus zwei parallelen, kreisrunden Messingscheiben von 18 mm Durchmesser. Die eine davon war 1 mm dick und an den einen Halbring angelötet; die andere war $2^1/_2$ mm dick; auf ihrer Rückseite war $1^1/_2$ mm tief Gewinde von 0,5 mm Ganghöhe eingeschnitten, während in das Ende der zweiten Ringhälfte mehrere Millimeter Schraube von der gleichen Ganghöhe geschnitten waren. Man konnte so durch Drehen der dicken

Scheibe ihren Abstand von der dünnen und damit die Kapazität des Kondensators mikrometrisch verändern. Das Drehen geschah mit Hilfe eines Stiftes, der in kleine Löcher im Rande der Scheibe gesteckt werden konnte.

Die Ebene des Schwingungskreises war horizontal; seine beiden Hälften waren in einen Ebonitstreifen (in der Figur punktiert angedeutet) fest eingeklemmt, der seinerseits mit Reibung in einer Kristallisationsschale von $4^1/_2$ cm Weite und $3^1/_2$ cm Höhe gehalten wurde, die mit Petroleum gefüllt war.

Dies war der Primärkreis; er wurde mit Teslastrom erregt.

Die sekundäre Leitung bestand aus zwei in 5 cm Abstand in einer horizontalen Ebene ausgespannten Messingdrähten von 1 mm Dicke. Zwischen den Drähten stand das Glas mit dem Primärkreis, so daß die beiden Systeme magnetisch gekoppelt waren; die Größe der Koppelung ließ sich durch Heben und Senken des Primärkreises verändern. Die ganze Anordnung wurde durch Siegellackstangen und Glasröhren in der Mitte des $6^1/_2$ m langen und 4 m breiten Zimmers gehalten, aus dem alle unnötigen Metallgegenstände (Gasarme) entfernt waren.

Durch Drahtbügel, die über die Paralleldrahtleitung gelegt wurden, konnten in bekannter Weise bei geeignetem Abstande der Bügel intensive, stehende Drahtwellen erzeugt werden. Sie wurden beobachtet mit einer DORNschen Röhre (He Ka-Füllung von 5 mm Druck), die in den Knoten der Potentialschwankungen dunkel blieb, in der Nähe der Potentialbäuche jedoch so intensiv leuchtete, daß bei gedämpftem Tageslicht beobachtet werden konnte.

Der Abstand zweier Knoten oder Bäuche beträgt bei einer derartigen Rechtecksleitung eine halbe Wellenlänge; es wurden Wellen von 1 m benutzt.

Es kam nun darauf an, in den Strombäuchen oder -knoten durch geeignete magnetische oder elektrische Koppelung abgestimmmte strahlende Systeme zum Mitschwingen zu erregen, um das oben besprochene Schema zu verwirklichen. Folgende Anordnung erwies sich als günstig:

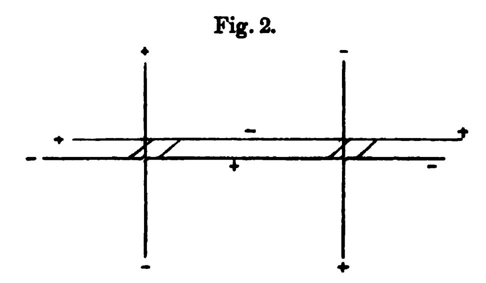
In der Ebene des Primärkreises und symmetrisch zu ihm wurden zwei parallele Messingdrähte von 100 cm Länge und 1 mm Dicke in 5 cm Abstand ausgespannt. Sodann wurde der Funken-

strom eingeleitet und die Heliumröhre an einem Ende angelegt; der Plattenabstand im Primärkreise wurde durch Drehen der dicken Scheibe so lange verstellt, bis die Röhre deutlich leuchtete. Dann war Resonanz vorhanden zwischen dem Primärkreise und der ersten Oberschwingung der Sekundärleitung.

An diesem System wurden Antennen angebracht, indem der eine Draht auf $^1/_4$ und $^3/_4$ seiner Länge durchgeschnitten wurde und an den entstandenen Enden Drähte von der Länge $^1/_4 = 25$ cm nach oben und unten angesetzt wurden, so daß das in Fig. 2 dargestellte System entstand. Die darin gezeichneten vier Brücken, welche die beiden Paralleldrähte verbinden, sind wichtig zur Herstellung gleicher Amplituden in den einzelnen Teilen des Systems. Ihre Wirkungsweise wird bei späterer Gelegenheit beschrieben werden.

Dieses Sendesystem (Fig. 2) wurde mit dem Primärkreise (Fig. 1) erregt, und das Feld wurde untersucht mit einem Reso-

Fig. 2.



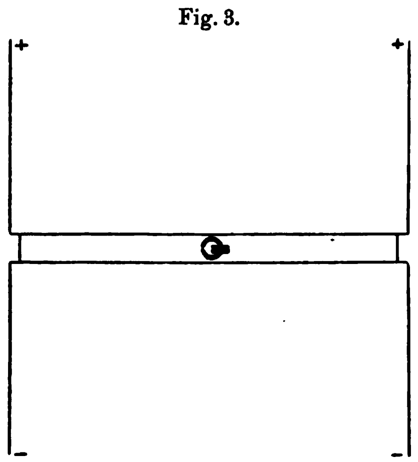
nator, der aus einer isoliert aufgehängten DORNschen Heliumröhre mit einer Platinelektrode (unten) bestand, an die ein Draht von $44^1/_2$ cm Länge gehängt war.

Wurde dieser Empfänger in der Richtung aufgestellt, in der die Antennen hintereinander erschienen, so leuchtete die Heliumröhre noch in einer Entfernung von 170 cm von der Mitte des Primärkreises, während er in der Richtung senkrecht dazu auf 20 cm genähert werden konnte, ohne daß die Heliumröhre zum Leuchten kam.

Dadurch ist erwiesen, daß das System der Fig. 2 zwei kohärente Wellenzüge ausstrahlt, die sich in der Symmetrieebene gegenseitig vernichten.

Es wurden weitere Untersuchungen angestellt mit Antennen von größerer Kapazität (Käfigantennen), die aber keine größere Ausstrahlung ergaben, sowie mit einem System von 6 Antennen von der Wellenlänge $\lambda = 10$ cm. Diese Versuche eignen sich aber nicht zur Demonstration und sollen später beschrieben werden.

Fig. 3.



Es gelingt auch, zwei geradlinige Sender von 50 cm Länge in 50 cm Abstand synchron, also ohne Phasendifferenz zu erregen; dann vernichten sich die von ihnen ausgestrahlten Wellen in der den Antennen gemeinsamen Ebene, während sie sich in der Ebene senkrecht dazu gegenseitig verstärken. Die leicht zu übersehende Anordnung ist in Fig. 3 wiedergegeben.

Die Absorption der α-Strahlen von Radiotellur (Radium F) in Metallen[1];

von *Edgar Meyer*.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 2. November 1906.)

(Vgl. oben S. 567.)

Gehen von einer Radiotellurplatte[2] (Radium F), die sich in Luft befindet, ein Bündel möglichst paralleler α-Strahlen aus, so wird die Luft vor der Platte ionisiert. BRAGG[3] hat gezeigt, daß die Ionisation, die durch ein einzelnes α-Partikelchen hervorgerufen wird, mit der Entfernung von der Strahlungsquelle bis nahe zu seiner Reichweite hin ansteigt, während etwas weiter die Ionisation plötzlich sehr stark abfällt. BRAGG zeigte, daß diese Ionisation, die durch das α-Partikelchen in einer Entfernung r cm vom Ende seiner Bahn erzeugt wird, umgekehrt proportional mit $\sqrt{r+e}$ verläuft, wo e eine Konstante $= 1,33$ ist. RUTHERFORD[4] wies nach, daß die Geschwindigkeit eines α-Partikels in einer Entfernung r cm vom Ende seiner Bahn an gerechnet, direkt proportional mit $\sqrt{r+d}$ ist, worin d eine Konstante bedeutet, deren Wert RUTHERFORD zu 1,25 bestimmte. Die Übereinstimmung dieser beiden Ausdrücke zeigt, daß die Ionisation, die in einem Volumelement der Luft durch ein α-Partikel hervorgerufen wird, umgekehrt proportional zu seiner Geschwindigkeit ist[5]. Diese Überlegung RUTHERFORDs ist in Übereinstimmung mit der Ansicht BRAGGs, daß der Verlust an Energie eines α-Teilchens bei der Ionisation in jedem Punkt umgekehrt proportinal seiner Bewegungsenergie ist.

Nimmt man nun an, daß Absorption und Ionisation einander

---

[1] Ausführlicher erscheint diese Arbeit demnächst in der Physikalischen Zeitschrift.

[2] Radiotellur sendet bekanntlich nur α-Strahlen aus.

[3] BRAGG, Phil. Mag. (6) 10, 600—602, 1905.

[4] RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 10, 193—208, 1905.

[5] RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 12, 348—371, 1906.

proportional sind, so ergibt sich, daß auch die Absorption umgekehrt proportinal der Geschwindigkeit des α-Partikels sein muß.

Ich habe nun vorausgesetzt, daß dieselben Verhältnisse, wie sie sich bei Luft finden, auch in anderen Körpern[1]) vorhanden sind, z. B. in den Metallen. Bestimmt man also die Absorption einer Metallschicht als Funktion der Geschwindigkeit der α-Partikel, oder was auf dasselbe hinauskommt, als Funktion der Entfernung von der Strahlungsquelle, so müssen diese Zahlen genügen, um die Absorption von beliebig vielen Schichten desselben Metalls zu berechnen, ja man muß auch die Absorption dieser Schichten als Funktion ihrer Entfernung vom Präparat berechnen können. Hat man ferner zwei verschiedene Metallschichten im Strahlengange, so muß man aus der gemessenen Absorption für die einzelnen Metalle (wieder als Funktion des Abstandes von der Ursprungsstelle der Strahlen) berechnen können, wieviel die beiden Metallschichten, zusammen in den Strahlengang gebracht, absorbieren, und wie sich diese Absorption mit der Entfernung von der Strahlenquelle ändert.

Es ist nun eine bekannte Tatsache[2]), daß die Absorption von zwei Metallschichten verschieden ausfällt, je nachdem z. B. die Strahlen in Richtung Aluminium ⟶ Stanniol oder Stanniol ⟶ Aluminium verlaufen. Frau CURIE, l. c., schrieb den Schirmen eine transformierende Wirkung zu, RUTHERFORD[3]) nahm früher an, daß an der Hinterseite der ersten Metallschicht Sekundärstrahlen erzeugt würden, die nun stärker in der zweiten Schicht verschluckt werden, und daß die Menge dieser Sekundärstrahlen mit dem Metall sich ändert. Eine Stütze für diese Hypothese war auch die Erscheinung, daß bei Anwendung desselben Metalles eine zweite Schicht mehr absorbiert als die erste.

KUCERA und MAŠEK[4]) glauben alle diese Erscheinungen erklären zu können, indem sie annehmen, daß die α-Strahlen beim Durchgange durch eine Metallschicht diffus zerstreut werden,

---

[1]) RUTHERFORD hat l. c. den Geschwindigkeitsverlust, den die α-Strahlen in einer dünnen Glimmerplatte erleiden, direkt gemessen.

[2]) Z. B. S. CURIE, „Untersuchungen über die radioaktiven Substanzen", übers. von KAUFMANN, KUČERA und MAŠEK, Phys. ZS. 7, 650, 1906.

[3]) RUTHERFORD in seinem Buch „Radioactivity".

[4]) KUČERA und MAŠEK, Phys. ZS. 7, 653, 1906.

und daß die Größe dieser Zerstreuung mit dem Atomgewicht der Metalle wächst.

Macht man nun die oben erwähnte Voraussetzung, so läßt sich die gleichzeitige Absorption von verschiedenen Metallen berechnen, gleichgültig, ob die Strahlen in Richtung z. B. Stanniol ⟶ Aluminium oder Aluminium ⟶ Stanniol verlaufen. Es ist daher ebensowenig notwendig, Sekundärstrahlen bei diesem Vorgange anzunehmen, als auch diffuse Zerstreuung in den Metallen.

Zur Messung der prozentischen Absorption wurde die bekannte elektrische Methode angewandt. Sie ist schematisch in

Fig. 1.

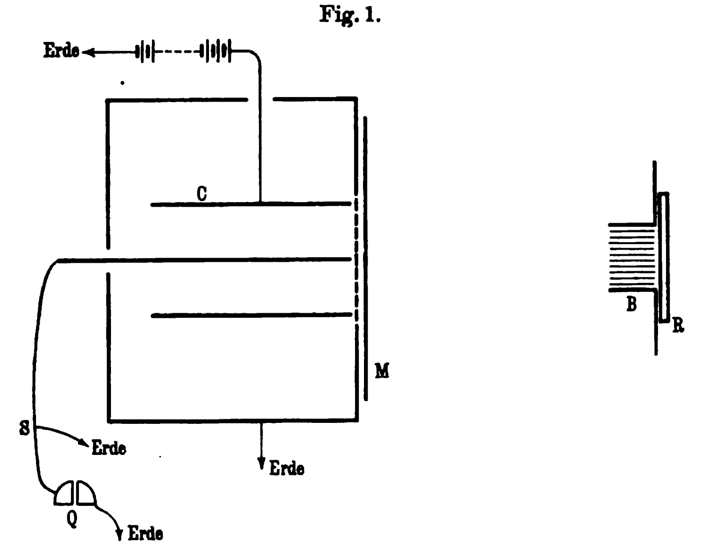


Fig. 1 dargestellt. *R* ist die Radiotellurplatte, *B* der Röhrchenschirm nach Bragg und Kleeman[1]), um parallele Strahlen zu erhalten. *C* ist ein Zylinderkondensator. Das äußere Rohr ist 5 cm lang und hat einen Durchmesser von 2,6 cm. Die innere Elektrode ist mit einem Quadrantelektrometer *Q* nach Dolezalek verbunden. *S* ist ein Erdkontakt, der zu einer bestimmten Zeit $t = 0$ aufgehoben wird. *C* steht in einem geerdeten Metallkasten, der vorne ein Drahtnetz trägt. Bei *M* können die absorbierenden Metallschichten in den Strahlengang hineingebracht werden.

---

[1]) Bragg und Kleeman, Phil. Mag. (6) 8, 726, 1904.

Mit dieser Versuchsanordnung wurde nun zuerst die Absorption einer dünnen Aluminiumschicht (Dicke ungefähr 0,003 53 mm, bei einem spez. Gew. von 2,66) als Funktion ihres Abstandes *RM* vom Präparat bestimmt. Es ergaben sich folgende Werte (Tabelle 1):

Tabelle 1.

RM cm	Prozentische Absorption	*RM* cm	Prozentische Absorption
1,35	26,7 Proz.	2,55	85,7 Proz.
1,55	35,9	3.15	43,4
1,75	44,8	3,35	7,3
1,95	55,7	3,55	2,4
2,15	65,5	3,75	0,0
2,35	78,2		

Graphisch dargestellt sind diese Zahlen in Fig. 2. Man sieht, daß die Absorption der Al-Schicht mit ihrer Entfernung vom Präparat bis zu einem Maximum wächst, um dann rasch auf Null

Fig. 2.

zu sinken. Hätte man vollkommen parallele Strahlen, so würde die Absorption von ihrem höchsten Werte plötzlich auf Null herabgehen.

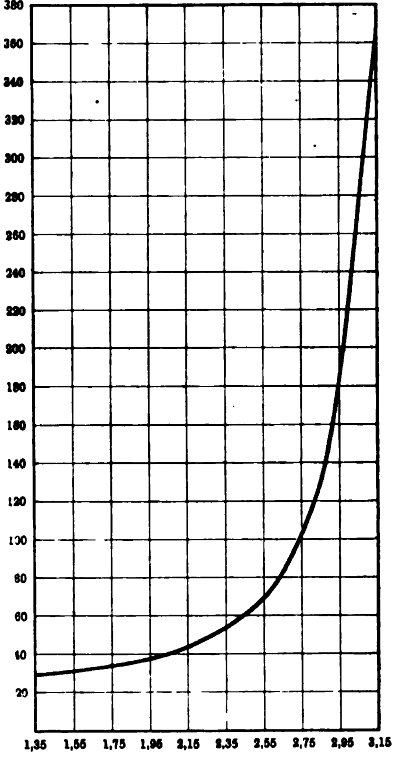
Mißt man die Ionisation, ohne daß die Al-Schicht im Strahlengange eingeschaltet ist, als Funktion von *RM*, so erhält man

Tabelle 2 und daraus Fig. 3. An Stelle der Ionisation sind die Zeiten angegeben, in denen sich das Elektrometer bis zu einem bestimmten Ausschlage aufladet. Diese Zahlen sind umgekehrt proportional der Ionisation.

Tabelle 2.

RM cm	Zeiten
1,35	30,2″
1,55	31,8
1,75	33,8
1,95	38,6
2,15	43,6
2,35	55,2
2,55	69,4
2,75	107,0
2,95	179,8
3,15	369,8

Fig. 3.



Aus diesen Zahlen kann man ersehen, welche Ionisation die verschiedenen Strahlen hervorrufen, die verschiedene Wege in Luft zurückgelegt haben. Findet man also bei einer bestimmten Einstellung des Präparats die Zeit 38,6″, so weiß man, daß dann die Strahlen 1,95 cm in Luft zurückgelegt haben. Aus der Fig. 2 sieht man aber, daß Strahlen, die einen Weg von 1,95 cm zurückgelegt haben, in einer Al-Schicht von 0,003 53 mm Dicke mit 55,7 Proz. absorbiert werden. Damit kann man aber auf folgende Weise die Absorption von zwei Al-Schichten von der doppelten Dicke berechnen.

Bringt man z. B. in die Entfernung $RM = 1{,}75$ cm eine Al-Schicht, so absorbiert sie nach Tabelle 1 44,8 Proz. Diejenigen Strahlen, die durch diese Schicht hindurch gelangen, haben an Geschwindigkeit einen gewissen Betrag verloren, werden also in

einer zweiten Schicht stärker absorbiert. Wie groß nun diese Absorption ist, ergibt sich wie folgt. Die hindurchgegangenen Strahlen bringen in dem Kondensator eine Ionisation hervor, die umgekehrt proportional 61,2 ist (nach Tabelle 2). Derartige Strahlen sind aber nach Fig. 3 solchen Strahlen äquivalent, die eine Luftstrecke von 2,45 cm durchdrungen haben, also nach Fig. 2 in einer der ersten gleichen Schicht mit 81,5 Proz. absorbiert werden. Die gesamte Absorption beider Schichten berechnet sich also zu:

$$100 - \frac{(100 - 44{,}8)\,(100 - 81{,}5)}{100} = 89{,}8 \text{ Proz.}$$

während der Versuch 89,0 Proz. ergab.

In der folgenden Tabelle 3 ist in der zweiten Kolumne die Absorption von zwei ungefähr gleich dicken Al-Schichten als Funktion von *RM* angegeben. Die dritte Kolumne enthält die berechneten Werte.

Tabelle 3.

RM	Prozentische Absorption	
cm	gemessen	berechnet
1,35	71,1 Proz.	71,6 Proz.
1,55	81,3	83,1
1,75	89,0	89,8

Die Übereinstimmung ist gut.

In der folgenden Tabelle 4 ist eine Beobachtungsreihe für ein Stanniolblatt angegeben.

Tabelle 4.

RM	Zeit		Prozentische Absorption
cm	ohne Sn	mit Sn	
1,35	28,8″	33,8″	14,8 Proz.
1,55	31,8	36,0	11,7
1,75	34,6	41,4	16,4
1,95	37,8	49,4	23,5
2,15	44,2	60,2	26,6
2,35	55,2	88,6	37,7
2,55	71,0	139,4	49,1

Tabelle 5.

RM	Zeit		Prozentische Absorption	
cm	ohne Sn	mit 2 Sn	gemessen	berechnet
1,35	30,2″	39,0″	22,6 Proz.	27,6 Proz.
1,55	32,8	44,8	26,8	28,0
1,75	34,2	53,8	36,4	38,1
1,95	37,8	67,6	44,1	49,1
2,15	44,6	103,4	56,9	58,0

In Tabelle 5 ist die entsprechende Beobachtungsreihe für zwei Stanniolblätter angegeben. In der fünften Kolumne sind die aus Tabelle 4 berechneten Werte für zwei Blätter eingetragen, die in guter Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten sind. Die berechneten Werte sind durchgehend etwas zu hoch. Das hat wohl darin seinen Grund, daß das zweite Stanniolblatt etwas dünner ist als das erste, aus dem berechnet wird (0,0012 mm und 0,0013 mm, unter der Annahme eines spez. Gewichts von Sn = 7,3).

Genau nach derselben Methode kann man aus den Tabellen 1 und 2 für Al, sowie aus Tabelle 4 für Sn, die Absorption berechnen, einmal, wenn die Strahlen in der Richtung Al ⟶ Sn, dann, wenn sie in der Richtung Sn ⟶ Al verlaufen. Die Resultate sind in den folgenden beiden Tabellen (6 und 7) angegeben.

Tabelle 6.

Richtung der Strahlen Al ⟶ Sn.

RM	Zeit		Prozentische Absorption	
cm	ohne Schicht	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35	29,8″	52,4″	43,1 Proz.	45,0 Proz.
1,55	32,2	65,8	51,1	57,4
1,75	35,2	96,6	63,6	68,3

Die berechneten Werte für die Anordnung Al ⟶ Sn sind durchgehend zu hoch, was wieder daran lag, daß das verwandte Stanniolblatt dünner war, als das bei den Messungen der Tabelle 4 verwandte. Die Übereinstimmung in Tabelle 7 ist gut.

Tabelle 7.

Richtung der Strahlen Sn ⟶ Al.

RM cm	Zeit		Prozentische Absorption	
	ohne Schicht	mit Schicht	gemessen	berechnet
1,35	28,0″	57,6″	51,4 Proz.	51,4 Proz.
1,55	30,6	75,6	59,5	56,3
1,75	35,8	114,2	68,7	67,8
1,95	38,6	203,0	81,0	79,6
2,15	44,2	350,4	87,4	86,8

Aus diesen Versuchen ergibt sich noch folgendes. Berechnet man sich die Strecke, um die man die Radiotellurplatte vom Kondensator fortrücken muß, um dieselbe Ionisation zu erhalten, wie bei einer näheren Entfernung mit eingeschaltetem Al-Blatt, so ergibt sich:

Tabelle 8.

RM cm	Verschiebung der Platte
1,35	0,70
1,55	0,72
1,75	0,69
1,95	0,71
	Mittel 0,71 [1])

Diese Verschiebung von 0,71 cm, die die Dicke einer Luftschicht darstellt, die gleiche Absorption wie die Al-Schicht zeigt, ist unabhängig von der Entfernung vom Präparat, ein Resultat, das sich auch aus den in der Einleitung gegebenen Anschauungen von Bragg und Rutherford ergibt.

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß man einen Teil meiner Resultate auch aus den Kurven durch Integration finden kann, die Kučera und Mašek [1]), l. c., in ihrer Arbeit geben.

Zusammenfassung: Es ist nicht notwendig, bei der Erklärung der Absorption der α-Strahlen in Metallschichten eine Sekundär-

[1]) Kučera und Mašek, finden l. c. S. 631 für diese Zahl 6,97 mm, wenn sie das Al-Blatt (Dicke ungefähr 0,00388 mm) direkt auf das Präparat auflegen.

strahlung oder eine diffuse Zerstreuung in den Metallen anzunehmen, sondern es ist möglich, auf Grund der Annahme, daß Ionisation und Absorption einander proportional sind[1]), die Absorption von α-Strahlen des Radiotellurs (Radium F) in mehreren aufeinander gelegten Metallschichten zu berechnen, wenn man die Absorption der einzelnen Metallschichten kennt.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1906.

---

[1]) Daß diese Annahme berechtigt ist, ergibt sich aus dem folgenden. Kombiniert man die Kurve der Absorption (Fig. 2) mit einer Kurve, die die Ionisation als Funktion der Entfernung vom Präparat darstellt (z. B. LEVIN, Phys. ZS. 7, 520, 1906, Fig. 2, Kurve 0), und stellt nun, nachdem man den beiden Maximis dieselbe Abszisse gegeben hat, die Absorption als Funktion der Ionisation dar, so erhält man eine gerade Linie.

Eine neue Anordnung der Selenzelle;
von M. Reinganum.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 20. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Die üblichen Selenzellen haben den Nachteil, daß sich die Kontaktzellen zwischen Metall und Selen nicht ausreichend und in wohldefinierter Weise beleuchten lassen. Frei hiervon ist eine Anordnung, die von v. Uljanin (Wied. Ann. **36**, 241, 1888) in einer bei Kundt entstandenen Arbeit beschrieben ist. Eine dünne Selenschicht befindet sich zwischen zwei platinierten Glasplatten, die lichtdurchlässig sind, und gleichzeitig zur Zu- und Abführung des Stromes dienen. Die Beleuchtung geschieht senkrecht zu den Glasflächen. Uljanin beobachtete sehr starke elektromotorische Kräfte, die bei der Beleuchtung auftreten und bei Sonnenlicht bis 0,12 Volt gehen. Die Richtung der elektromotorischen Kraft entspricht einem Strome in Richtung des durchgehenden Lichtstrahles. Daß diese Art von Zellen sich in der Praxis nicht bewährt hat, liegt wohl daran, daß die dünnen Platinschichten einen sehr großen, gegen den Selenwiderstand wohl in Betracht kommenden Widerstand besitzen und daher keine starken Ströme erhalten werden können.

Ich suchte nun eine geeignete Querbeleuchtung zur Kontaktfläche, ohne großen Zuführungswiderstand, dadurch zu ermöglichen, daß ich ein Platinblech mit Selen überzog und dieses als Elektrode in einem Elektrolyten benutzte[1]). Als andere Elektrode diente entweder ein ebenso überzogenes Platinblech oder eine einfache Platinelektrode. Es zeigte sich nun, daß bei Beleuchtung sehr beträchtliche und äußerst regelmäßige elektromotorische Kräfte

---

[1]) Um die Ausbildung der elektromotorischen Kraft rein zu beobachten, empfiehlt es sich, die nicht beleuchtete Seite der Elektrode mit Paraffin oder einer anderen isolierenden Substanz zu überziehen. (Nachträgliche Anmerkung.)

auftraten, die z. B. bei Anwendung einer Nernstlampe in 30 cm Entfernung noch die stärksten von ULJANIN beobachteten elektromotorischen Kräfte überstiegen. Hierüber habe ich ausführlichere Messungsreihen angestellt. Das Auftreten von solchen elektromotorischen Kräften bei Berührung gegen eine Flüssigkeit ist nun nicht neu. Es existieren hierüber Arbeiten von MINCHIN (z. B. Phil. Mag. (5), 31, 207—238, 1891. Lum. électr. 48, 543—545, 1893), der in einer Reihe von organischen Flüssigkeiten die elektromotorischen Kräfte solcher Selenelektroden auf Aluminium beobachtet hat, und auch auf die praktische Bedeutung hinweist. Ich möchte diese Arbeit besonders deshalb erwähnen, da diese Resultate ziemlich unbekannt zu sein scheinen, und z. B. auch in neueren Arbeiten, wo ebenfalls solche elektromotorische Kräfte gegen Elektrolyte beobachtet wurden, nicht erwähnt werden.

Bei meinen eigenen Versuchen ging ich darauf aus, die Selenschicht möglichst dünn zu machen, um den Widerstand möglichst herabzusetzen, um eine brauchbare Zelle, die auch Strom liefert, zu erhalten. Durch verschiedenes Ausprobieren fand ich schließlich folgende Methode als geeignet: Das Platinblech wird schwach mit Wasser angefeuchtet und kurze Zeit den dunkelgrünen Dämpfen von geschmolzenem Selen ausgesetzt. Es geschieht dies am besten in einem horizontal gehaltenen Probiergläschen, in dessen Mitte sich das Selen befindet, und das mit einem Bunsenbrenner erwärmt wird. Es schlägt sich dann eine dünne zusammenhängende Selenschicht auf dem Platinblech nieder. Erhitzen in einem Luftbade auf etwa 180° C verwandelt dann den Selenüberzug in die graue, metallisch leitende Modifikation.

Benutzt man nun als zweite Elektrode ein Platinblech, das man etwa quer stellt, um die Beleuchtung nicht zu verdecken, oder eine Netzelektrode aus Platin, die man direkt vor die Selenelektrode bringen kann, so hört man bei intermittierender Beleuchtung bei Einschaltung eines Telephons einen deutlichen Ton. Dieser wird noch bedeutend verstärkt, wenn man in den Stromkreis Selenzelle-Telephon noch eine elektromotorische Kraft von etwa 0,6 Volt einschaltet, so, daß die mit dem Selen überzogene Elektrode mit dem negativen Pol verbunden wird. Eine solche elektromotorische Kraft kann man leicht durch Abzweigung erhalten, es läßt sich dann auch die günstigste

Spannung ausprobieren, die je nach der angewandten Beleuchtungsintensität etwas verschieden ist. Mit Selenelektrodenflächen von etwa 1 qcm Größe und geringer erhält man Ströme bis etwa $^1/_{20}$ Millivolt, die auf ein empfindliches Telephon deutlich reagieren. So gelang es, deutliche Übertragung des sprechenden Lichtbogens zu erhalten. Allerdings ist der Ton nicht so stark wie bei den bisherigen besten Selenzellen, da eine bestimmte Anlegespannung und damit Stromstärke nicht überschritten werden darf, sonst löst sich das Selen der Elektrode auf. Dieselbe ist nur haltbar, wenn man unter einer gewissen Spannung bleibt. Als Elektrolyt wurde meistens schweflige Säure in mittlerer Konzentration benutzt.

Was mich nun besonders veranlaßte, mich näher mit der Zelle zu beschäftigen, war der Gedanke, daß, wenn die Trägheit der Selenzellen auf einer entstandenen, nur langsam zurückgehenden Polarisation beruht, diese sich an der freien Oberfläche eines Elektrolyts am leichtesten ausgleichen kann, somit zu erwarten war, daß die Trägheit der beschriebenen Selenzelle eine möglichst geringe sei. Dies scheint in der Tat der Fall zu sein, allerdings kann ich über diesen Punkt noch keine bestimmte Mitteilung machen. Die Untersuchung hierüber soll von anderer Seite mit einem geeigneten Galvanometer ausgeführt werden, doch scheinen die Zellen sich hierin von den sonstigen zu unterscheiden.

Ich bemerke noch, daß die Untersuchung nicht abgeschlossen ist, wollte aber bei der praktischen Bedeutung, die die Selenzelle überhaupt besitzt, durch diese Mitteilung auch andere veranlassen, Untersuchungen in der beschriebenen Richtung auszuführen.

Zum Verhältnis von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle; von M. Reinganum.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 78. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Stuttgart am 20. September 1906.)

(Vgl. oben S. 328.)

Die Elektronentheorie führt bekanntlich zu einer Berechnung des Verhältnisses von Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung der Metalle, die sich in der Größenordnung sehr gut bestätigt hat. Sie führt jedoch in der einfachsten Form zu ein und demselben Wert für alle Metalle, während dieselben in Wirklichkeit doch beträchtlich untereinander abweichen.

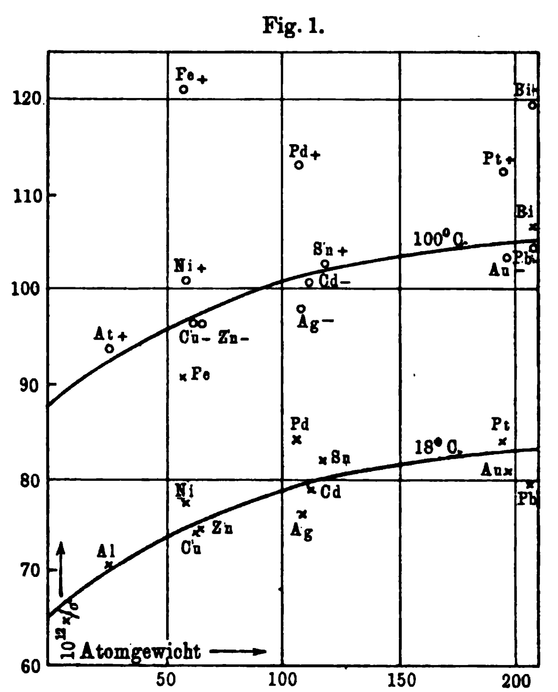
Die DRUDEsche Theorie sieht nun eine Beziehung dieser Abweichungen zu den Thermokräften usw. vor, leider ist jedoch nur eine einzelne numerische Rechnung hierüber ausgeführt. Die LORENTZsche Theorie führt zu ein und demselben Wert für alle Metalle, stimmt also in der Beziehung nicht mit der Erfahrung. In der LORENTZschen Theorie werden alle Metallatome als von unendlich großer Masse gegen die Elektronen und als ruhend angenommen, so daß jedenfalls von vornherein ausgeschlossen ist, daß etwa das Atomgewicht des Metalls eine Rolle spielt.

Es schien mir daher zunächst zweckmäßig zu sein, rein empirisch nach Beziehungen von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ (Wärmeleitung zu Elektrizitätsleitung) zu anderen physikalischen Eigenschaften zu suchen.

Schon bald nach Entdeckung des Gesetzes von WIEDEMANN und FRANZ suchte man das bedeutend zu große $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei Eisen mit dessen ferromagnetischem Charakter zu begründen. Der magnetische Charakter bestimmt nun aber keineswegs die Reihenfolge der Werte von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei allen Metallen. Ebenso zeigt auch das Atomgewicht keinen deutlichen Einfluß, wenn auch bei kleinem Atomgewicht $\frac{\varkappa}{\sigma}$ in bestimmten Fällen, z. B. bei Aluminium, sehr

klein ist. Also das Atomgewicht ist jedenfalls allein auch nicht bestimmend. Ich zeichnete nun nach den Beobachtungen von JAEGER und DIESSELHORST[1]) ein Diagramm, in dem die Abszisse das Atomgewicht, die Ordinate die Größe $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bildet, und zwar zunächst für die Beobachtungen bei 100°. Es zeigte sich nun, daß man eine gerade Linie von links nach rechts aufsteigend durch die Beobachtungen so hindurchlegen konnte, daß die $\frac{\varkappa}{\sigma}$ aller paramagnetischen Körper über der Linie, die der diamagnetischen unter derselben lagen, d. h. man hat sowohl einen Einfluß des Atomgewichts, als auch des magnetischen Charakters auf $\frac{\varkappa}{\sigma}$. Bei den Beobachtungen bei 18° ließ sich jedoch keine gerade Linie finden, die dasselbe leistete. Es ließ sich nun aber eine Kurve zweiten Grades finden, die sowohl durch die Beobachtungen bei 100°, wie bei 18° gelegt, unterhalb der paramagnetischen und oberhalb der diamagnetischen Körper verläuft, d. h. die Abhängigkeit vom Atomgewicht durfte nur nicht als linear angenommen werden (s. Figur; in der oberen Kurve sind die paramagnetischen Körper mit +, die diamagnetischen mit — bezeichnet). Die Abweichungen der Einzelwerte nach oben und unten von der Kurve geben sogar ein ungefähres Maß für die

Fig. 1.



[1]) Berl. Ber. 1899, S. 719.

relative Größe des Paramagnetismus oder Diamagnetismus. Zu diesem Zwecke stelle ich folgende Tabelle zusammen. Die erste Reihe enthält das Metall, die zweite die Abweichung Δ von der Kurve bei 100°, multipliziert mit 10^{12}, die dritte die Suszeptibilität, multipliziert mit 10^6. Letztere ist WINKELMANNs Handbuch der Physik, 2. Aufl., entnommen, wobei zum Teil Mittelwerte gebildet wurden.

	$10^{12}.\Delta$	$10^6.\varkappa$		$10^{12}.\Delta$	$10^6.\varkappa$
Al	+ 1,6	+ 1,7	Pb	— 1,1	— 1,03
Cu	— 0,9	— 0,82	Sn	+ 0,6	+ 0,46
Ag	— 3,2	— 1,5	Pt	+ 8,0	+ 29
Au	— 1,75	— 3,07	Pd	+ 12,0	+ 58
Ni	+ 4,0	+ +	Fe	+ 24,2	+ +
Zn	— 1,0	— 0,83	Bi	+ 14,9	— 14
Cd	— 0,9	— 1,16			

Die Zahlen gehen, wenn wir zunächst von Wismut absehen, einander auffallend parallel. Bei kleinen Suszeptibilitäten scheint Proportionalität von Δ und $\varkappa$ vorhanden zu sein. Bei Eisen und Nickel ist Δ nur ein Maß des paramagnetischen Charakters, z. B. in Verbindungen, nicht aber quantitativ ein Maß für die ungeheuer große Suszeptibilität. Die Kurve bei 18° gibt für das Verhältnis von Δ zu $\varkappa$ nicht ganz so gute Werte; es rührt dies daher, daß die Kurve von 100° unverändert auf die Beobachtungen bei 18° übertragen wurde.

Eine ganz analoge Kurve erhält man nach den Beobachtungen von L. LORENZ. Diese enthalten ein Metall, das von JAEGER und DIESSELHORST nicht untersucht wurde, Magnesium. Dasselbe hat ein kleines Atomgewicht, soll also ein kleines $\frac{\varkappa}{\sigma}$ haben. Andererseits ist es paramagnetisch, muß also über der Kurve liegen. Beides ist in der Tat der Fall, so daß diese Übereinstimmung, da sonst keine Beobachtungen vorliegen, von mir als ein experimentum crucis angesehen wurde.

Fragt man nun nach einer Erklärung der Regelmäßigkeit, so kann sie, was die Abhängigkeit vom Atomgewicht betrifft, vielleicht in kinetischen Gründen gesucht werden. Was die

Abhängigkeit von der Magnetisierungszahl betrifft, so könnte folgende Erklärung in Betracht kommen. Ein paramagnetisches Metall enthält nach den neueren Anschauungen Elektronen, die Kreisströme um bestimmte Zentren ausführen und die durch ein äußeres Magnetfeld gerichtet werden. Diese Elektronen können zur Elektrizitätsleitung, da sie wesentlich an einen Platz gebunden sind, nichts oder wenig beitragen, wohl aber können sie beim Energieaustausch, d. h. bei der Wärmeleitung, durch Stöße mit den Nachbaratomen mitwirken. Je paramagnetischer ein Metall ist, um so mehr derartige Elektronen enthält es, die Kreisströme ausführen; die Zahl der Elektronen, die zur Wärmeleitung beitragen, ist also größer als die, die zur Elektrizitätsleitung beitragen, $\frac{\varkappa}{\sigma}$ ist also größer. Diamagnetismus wäre als Mangel an solchen Elektronen aufzufassen. Es gibt nun doch eine Ausnahme von der oben mitgeteilten Regel. Während sich nämlich 12 Metalle in dieselbe einordnen, fällt ein Metall, Wismut, heraus. Der Wert von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ liegt bei Wismut trotz seines starken diamagnetischen Charakters bedeutend über der Kurve. Man kann dies darauf zurückführen, daß man den Diamagnetismus von Wismut anders erklärt, als den der übrigen Metalle. Die elektrische Leitfähigkeit von Wismut ist bei Wechselstrom bekanntlich größer als bei Gleichstrom. Herr GANS hat das kürzlich dadurch zu erklären gesucht, daß Wismut gebundene Elektronen hat, die daher nur bei sehr kurz dauernden elektrischen Strömen etwas zur Leitfähigkeit beitragen können. Nehmen wir ebenfalls solche Elektronen an, so erklärt sich der große Wert von $\frac{\varkappa}{\sigma}$ bei Wismut, indem diese Elektronen nur zur Wärmeleitung, nicht aber zur Leitfähigkeit bei konstanten Strömen beitragen. Der abnorme Diamagnetismus des Wismuts würde auf dieselben Elektronen zurückzuführen sein, welche durch Induktion Kreisströme ausführen, falls das Metall in ein Magnetfeld gebracht wird, während man sich den gewöhnlichen Diamagnetismus im Prinzip auch durch induzierte Kreisströme, aber durch eng zum Atom gehörige Elektronen hervorgerufen denken kann.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. 15. Dezember 1906. Nr. 23.

Sitzung vom 16. November 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. I. **Traube** berichtet über:

Atom- und Elektronenräume.

Sodann spricht Hr. **J. E. Lilienfeld:**

Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung,

wozu Hr. **E. Goldstein** eine Bemerkung macht, und legt eine Mitteilung vor, betitelt:

Über die anomale Dispersion in der positiven Lichtsäule der Glimmentladung.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. cand. phil. HANS SCHMIDT, Steglitz, Rothenburgstr. 25.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ZAHN.)

Sitzung vom 30. November 1906.

Vorsitzender: Hr. E. WARBURG.

Hr. **Max Planck** hält eine Gedächtnisrede auf
PAUL DRUDE.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. SOMMERFELD, München.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GOLDSTEIN.)

Hr. cand. phil. KARL MARKAN, Grunewald bei Berlin, Margarethenstraße 1.

Hr. cand. phil. ERICH HUPKA, Charlottenburg, Pestalozzistr. 35.

Hr. cand. phil. MAX ARNDT, Berlin S., Urbanstr. 26.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Paul Drude.

Gedächtnisrede, gehalten in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 30. November 1906

von **Max Planck.**

Hochgeehrte Anwesende! Unsere heutige Sitzung soll dem Andenken an den Mann gewidmet sein, der noch vor kurzem berufen schien, auf Jahre hinaus in unserer Gesellschaft, wie auch in diesem Hause an erster Stelle zu stehen, den wir, nachdem er erst vor Jahresfrist für unsere Stadt gewonnen war, mit Stolz und Freude den unsern nannten, und der uns heute durch das Eingreifen eines dunkeln und unseligen Verhängnisses für immer entrissen ist.

Nur wenige Monate zurück, in der letzten Sitzung der Gesellschaft vor den Ferien, da sahen wir ihn noch als Leiter der Versammlung vor und unter uns, mit seinem hellen, offenen Auge, seiner jugendfrischen, elastischen Gestalt, ein Bild gesunder Lebenskraft und Lebensfreudigkeit, stets befähigt und bereit, das von ihm als richtig Erkannte mit Wort und Tat zu vertreten, aber ebenso gern auch erbötig, auf alle irgendwie beachtenswerten Anschauungen und Interessen anderer einzugehen. Nimmt man dazu die bei der Regsamkeit seines Geistes doppelt erstaunliche Ausdauer bei der Arbeit, so schien seine Persönlichkeit in ganz besonderem Grade die Bürgschaft dafür zu bieten, daß er jeder Aufgabe, die er sich einmal vorgenommen, gewachsen sein und sie bis zu gutem Ende durchführen würde. Und nun ist alles dieses aus der Wirklichkeit ausgelöscht, alles schattenhafter Vergangenheit preisgegeben!

Noch ist allen Beteiligten in frischem Gedächtnis jener Donnerstag, der 5. Juli, als am Nachmittag die philosophische Fakultät zur Abhaltung der Doktorprüfungen sich in der Universität versammelte, und als statt des Erwarteten die Kunde von dem erschütternden Vorgang eintraf. — Es folgten leidvolle, auf-

regende Stunden und Tage für alle, die ihm im Leben näher gestanden hatten, es kam die Trauerfeier hier in diesem Saale, bei welcher vor dem reichgeschmückten Sarge von Kollegen und Freunden kurze schmerzbewegte Worte gesprochen wurden, es kam der letzte Abschied in Gotha, wo sein sterblicher Rest, einem einst von ihm geäußerten Wunsche gemäß, dem reinen Element unter kirchlichem Segen überliefert wurde. Dort gaben ihm das Geleitwort die Freunde, die von den früheren Stätten seiner Wirksamkeit: aus Göttingen, Leipzig, Gießen, sowie von näheren und entfernteren Universitäten herbeigekommen waren, an ihrer Spitze sein erster und treuester Lehrer WOLDEMAR VOIGT. Der letzte Kranz ward ihm gespendet von den Teilnehmern des Gießen-Marburger physikalischen Kolloquiums, dessen Schöpfer und Seele er einst gewesen. Dann senkte sich der Sarg langsam hinab in die Tiefe.

Heute sehen wir den Verblichenen anders als in jenen unruhvollen Trauertagen. Die Aufregung des Schmerzes hat nachgelassen, sie ist einer stilleren Wehmut gewichen. Und seine Gestalt, die wir uns unmittelbar nach jener Katastrophe nur undeutlich und in düsteren Umrissen vorzustellen vermochten, beginnt sich allmählich im Lichte der Vergangenheit zu verklären, die anhaftenden Schlacken lösen sich von ihr ab, und befreit von vergänglichem Beiwerk steigt sein Bild wieder klar und echt empor, das Bild dessen, der mit uns lebte und unter uns wirkte. Nichts ist aber besser dazu angetan, um das, was an ihm unvergänglich war, deutlich und greifbar vor Augen zu führen, als die Vertiefung in sein wissenschaftliches Vermächtnis. Hier tritt er uns noch heute als die Persönlichkeit entgegen, die wir im Leben vor uns hatten, hier wird er uns und denen, die nach uns kommen, noch viel des Anregenden und Belehrenden zu sagen haben. Lassen Sie uns daher versuchen, einen Einblick in seinen wissenschaftlichen Lebensgang zu gewinnen und uns an seiner Entwickelung und an seinen Leistungen zu erfreuen.

KARL LUDWIG PAUL DRUDE war niedersächsischen Blutes, ein Braunschweiger Kind; er ward geboren am 12. Juli 1863 in der Hauptstadt seines Vaterlandes. Sein Vater, ein praktischer Arzt, schickte ihn auf das dortige Gymnasium, das er mit 19 Jahren absolvierte, um sich an den Universitäten Göttingen, Freiburg, Berlin mathematischen und physikalischen Studien zu widmen.

Als er nach vierjährigem Universitätsstudium nach Göttingen zurückkehrte, war es W. Voigt, der ihn so für die Physik zu interessieren wußte, daß er seinen ursprünglichen Plan, im Fache der Mathematik zu promovieren, aufgab und sich fortan mit aller Kraft auf physikalische Arbeiten warf. Bald, im Jahre 1887, erreichte er sein erstes Ziel, die Doktorwürde, und ward um dieselbe Zeit zum Assistenten an dem von W. Voigt geleiteten mathematisch-physikalischen Institut der Universität Göttingen ernannt, in welcher Stellung er fünf Jahre lang tätig war.

Seine Dissertation behandelte, im engen Anschluß an die Voigtschen Untersuchungen, ein optisches Thema: die Gesetze der Reflexion und Brechung des Lichtes an der Grenze absorbierender Kristalle, und — mag man es nun einen Zufall nennen oder nicht — der Optik ist er durch sein ganzes Leben lang treu geblieben. Betrachtet man Drudes wissenschaftliches Lebenswerk als ein Ganzes, so kann man sagen, daß sich in ihm die Geschichte der physikalischen Optik seiner Zeit — „physikalisch" im Gegensatz sowohl zu „physiologisch" als auch zu „geometrisch" genommen — treulich widerspiegelt. Optische Fragen waren es, die ihm zu allen seinen Hauptarbeiten die erste Anregung gaben. Dies gilt sowohl von den rein experimentellen Untersuchungen über elektrische Wellen, wo der Zusammenhang mit optischen Problemen unmittelbar auf der Hand liegt, als auch von seiner Elektronentheorie der Metalle, die, wie sich deutlich nachweisen läßt, ursprünglich aus der Metalloptik hervorgewachsen ist, wiewohl sie ihn später tief in die Theorie der Wärme- und Elektrizitätsleitung, ja sogar in die Elektrochemie und chemische Valenztheorie hineinführte.

Und welche Wandlungen hat die physikalische Optik gerade in den Jahren von Drudes wissenschaftlicher Tätigkeit durchgemacht! Nichts ist in dieser Beziehung lehrreicher als ein Vergleich seiner ersten wissenschaftlichen Publikation, der eben erwähnten Dissertation aus der Optik absorbierender Kristalle, die sich übrigens auch auf isotrope absorbierende Medien, z. B. Metalle, als Spezialfall bezieht, mit seiner letzten größeren, vor zwei Jahren veröffentlichten Abhandlung, welche den Titel trägt: „Optische Eigenschaften und Elektronentheorie." Dort erscheinen die untersuchten Substanzen stets als absolut kontinuierlich und

homogen, hier bestehen sie aus einem bunten Gewirr von unregelmäßig durcheinander geworfenen Molekeln, Atomen, Ionen, Elektronen, zwischen denen äußerst komplizierte Kräfte wirken. Dort werden die optischen Vorgänge aufgefaßt als mechanische Schwingungen des im festen Aggregatzustande befindlichen Lichtäthers, von elektrischen und chemischen Vorgängen ist dabei überhaupt nicht die Rede; hier handelt es sich um elektromagnetische Wellen, welche die elektrisch geladenen Ionen treffen und je nach dem Verbande, in welchem sie sich befinden, zu verschiedenartigen Schwingungen anregen. Dort herrscht ausschließlich die deduktive Methode vor, alle gesetzmäßigen Beziehungen werden abgeleitet aus der einzigen Voraussetzung, daß die lichtabsorbierenden Kräfte in dem Kristall, ebenso wie die elastischen Druckkräfte im Lichtäther, drei aufeinander senkrechte Symmetrieachsen besitzen, in Verbindung mit den bekannten Differentialgleichungen für die Schwingungen elastischer fester Körper und den Bedingungen an der Grenzfläche zweier Medien, welche nach der NEUMANN-KIRCHHOFFschen Theorie die Stetigkeit aller drei Verschiebungskomponenten, sowie die Erhaltung der lebendigen Kraft der Schwingungen aussprechen. Aus diesen Prämissen ergeben sich einfache übersichtliche Resultate, welche auf alle einschlägigen Fragen eindeutige Antworten erteilen. Hier, in der Elektronentheorie, dagegen treffen wir schon in den physikalischen Voraussetzungen überall auf mehr oder weniger willkürliche Hilfsannahmen, deren Berechtigung erst hinterher aus dem Erfolg abgeleitet werden kann, ohne die aber einstweilen nicht weiterzukommen ist; und bei der mathematischen Durchführung, die sich von vornherein auf die Betrachtung von Mittelwerten beschränken muß, ist man häufig genötigt, in bedenklich summarischer Weise vorzugehen. Ein schärferer Gegensatz zwischen diesen beiden Arten der Behandlungsweise optischer Probleme läßt sich kaum denken. Und doch erweist sich bei näherer Betrachtung die neuere Theorie keineswegs im Widerspruch, sondern einfach als eine natürliche Fortsetzung der älteren. Kein einziges der in dieser gewonnenen Resultate wird durch jene aufgehoben. Die Verschiedenheit der angewandten Methoden ist vielmehr der Hauptsache nach bedingt durch die Verschiedenheit der Fragestellung. In seiner Dissertation untersuchte DRUDE die Frage

nach der Anzahl und der Art der Konstanten, von denen das gesamte Verhalten einer Substanz gegenüber ebenen Lichtwellen abhängt. Für isotrope Substanzen, z. B. Metalle, sind es nur zwei: der Brechungsexponent und der Absorptionskoeffizient; und er zeigte weiter, wie man bei der Reflexion polarisierten Lichtes an der Oberfläche einer solchen Substanz durch Messung zweier Größen: des Haupteinfallswinkels und des Hauptazimuts der Polarisation, die beiden optischen Konstanten der Substanz finden kann. Diese Sätze hat er durch zahlreiche, Jahre hindurch fortgesetzte äußerst sorgfältige Messungen an einer großen Anzahl von Metallen, besonders ausführlich an Silber in Berührung mit Luft und mit Glas, geprüft und bestätigt gefunden; sie lieferten ihm für die optischen Konstanten der Metalle Werte, welche mit den von du Bois und Rubens aus dem Durchgang des Lichtes durch dünne Metallprismen gewonnenen ganz befriedigend übereinstimmen und auch heute noch als die zuverlässigsten ihrer Art gelten können. Aber wie sind nun diese beiden optischen Konstanten durch die physikalische und chemische Konstitution der Substanz bedingt? Diese weitere Frage ganz allein ist es, mit welcher sich die neuere Optik beschäftigt. Solange man die Körper als durchaus homogene Gebilde betrachtet, muß man die optischen Konstanten als primär gegeben und nicht weiter auf andere Größen zurückführbar ansehen; sobald man aber den Zusammenhang dieser beiden Konstanten mit anderen physikalischen Eigenschaften der Substanz untersuchen will, stellt es sich als notwendig heraus, den Maßstab der Betrachtung um eine Größenordnung zu verfeinern und ihn so klein zu wählen, daß die Homogenität der Substanz verschwindet und eine atomistische Struktur zum Vorschein kommt, welche nun den kompliziertesten Vorgängen weiten Spielraum gewährt. Wenn trotzdem die auf Grund der früheren einfacheren Auffassung gewonnenen Resultate sich weiter bewähren, so ist dies einfach nur als eine Folge des Umstandes zu betrachten, daß die gewöhnlich benutzten optischen Wellenlängen gegen die atomistischen Dimensionen sehr groß sind, und man braucht nur diese Voraussetzung ausdrücklich von vornherein als Bedingung aufzustellen, um die frühere Theorie in ihrem vollen Umfang aufrecht erhalten zu können. Daß man mit dieser Auffassung der Sache auf dem richtigen Wege ist, hat sich

im Laufe der Zeit bei verschiedenen Gelegenheiten, und nicht zum mindesten in DRUDEs Arbeiten, deutlich gezeigt.

Es war eine bei der Vielseitigkeit seiner Interessen und der Leichtigkeit seines Auffassungsvermögens besonders bemerkenswerte Eigentümlichkeit von DRUDEs Arbeitsweise, daß er ein einmal angefaßtes Problem nicht eher aus der Hand gab, als bis er es nach allen zugänglichen Richtungen, und zwar sowohl experimentell wie auch theoretisch, durchforscht hatte. Daher sieht man ihn auch verhältnismäßig häufig auf ein schon einmal behandeltes Thema zurückkommen, um seine früher darüber ausgesprochenen Ansichten entweder durch neue Belege zu bekräftigen, oder auch, je nach den Umständen, zu modifizieren. Denn die Regsamkeit seines wissenschaftlichen Gewissens entsprach ganz der Aufrichtigkeit seines persönlichen Wesens.

So beschäftigte ihn wiederholt und angelegentlich die Frage, inwieweit die schönen Versuche von OTTO WIENER über die photographische Wirkung stehender Lichtwellen Bedeutung besitzen für die Lösung des alten für die mechanischen Lichtäthertheorien fundamentalen Problems der Schwingungsrichtung geradlinig polarisierten Lichtes. Während WIENER selber aus seinen Versuchen wahrscheinlich zu machen gesucht hatte, daß die Schwingungsrichtung senkrecht zur Polarisationsebene steht, im Sinne der FRESNELschen Theorie, vertrat DRUDE, ähnlich wie später POINCARÉ bei einer Diskussion in der Pariser Akademie über dasselbe Thema, mit Erfolg den Satz, daß die Stellen größter photographischer bzw. chemischer Wirkung nicht notwendig auch die größter Schwingungsamplitude des Äthers sein müssen, da ja z. B. auch die mechanischen Wirkungen einer stehenden Schallwelle auf eine KÖNIGsche Membran nicht an den Bäuchen, sondern umgekehrt an den Knotenpunkten der Luftschwingungen ein Maximum besitzen. Gegenwärtig ist bekanntlich zugleich mit der Einführung der elektromagnetischen Lichttheorie die Entscheidung dieser ganzen Frage vertagt bis auf den wohl noch fernen Zeitpunkt, wo der Zusammenhang der elektromagnetischen und der mechanischen Vorgänge in voller Allgemeinheit aufgedeckt sein wird.

Zu noch eingehenderen Studien, in experimenteller und theoretischer Hinsicht, ward DRUDE veranlaßt durch eine andere Auf-

gabe, deren Lösung zur Vervollständigung seiner optischen Theorie und zur Sicherstellung der Bedeutung der von ihm gemessenen Konstanten dringend notwendig war: es galt, die vollständige Erklärung für die Tatsache zu finden, daß geradlinig polarisiertes Licht von der Oberfläche einer durchsichtigen oder schwach absorbierenden Substanz häufig als elliptisch polarisiertes Licht reflektiert wird, oder anders ausgedrückt, daß die beiden, parallel und senkrecht zur Einfallsebene polarisierten Komponenten eines auffallenden Lichtstrahls bei der Reflexion eine merkliche Phasenverschiebung erleiden. Denn die gewöhnlichen optischen Theorien ergeben, außer in dem Falle totaler Reflexion, keine derartige Phasenverschiebung, weder für isotrope noch für anisotrope Substanzen, falls nur die Absorption nicht zu groß ist. Um dem genannten Phänomen Rechnung zu tragen, mußte man mit Voigt und anderen Physikern annehmen, daß die Substanzen mit einer dünnen Oberflächenschicht behaftet sind, deren optische Eigenschaften von denen der massiven Substanz wesentlich abweichen. Es handelt sich aber dann um die weitere Frage, ob diese Oberflächenschicht als eine natürliche oder als eine künstliche anzusehen ist, d. h. ob sie eine charakteristische Eigenschaft der Substanz darstellt, oder ob sie in chemischen Verunreinigungen mehr zufälliger Art, wie sie z. B. durch die Art der Politur bedingt werden, ihren Ursprung hat. Drude verfocht mit Eifer und Erfolg in einer fortgesetzten Reihe von Arbeiten und Diskussionen den letzteren Standpunkt, indem er besonders die Reflexionsvorgänge der natürlichen frischen Spaltflächen von Kristallen, namentlich Steinsalz, Kalkspat, Gips, untersuchte und dabei feststellte, daß hier, wo Verunreinigungen möglichst vermieden sind, nur eine verschwindend kleine Phasenverschiebung eintritt, deren Betrag dann im Laufe der Zeit langsam zunimmt, entsprechend der allmählich an Dicke zunehmenden Oberflächenschicht. Auch konnte er sich dabei auf Beobachtungen von Roentgen und von Lord Rayleigh berufen, nach denen möglichst reine Wasserflächen bei der Reflexion linear polarisierten Lichtes nur eine sehr geringe elliptische Polarisation bewirken. Daß außer den so nachgewiesenen künstlichen auch noch natürliche Oberflächenschichten vorhanden sein können, ist freilich von vornherein niemals auszuschließen.

Auch vom theoretischen Standpunkte aus behandelte er die optischen Wirkungen einer zwischen zwei homogenen Medien befindlichen Übergangsschicht, indem er die ganze inhomogene Schicht auffaßte als zusammengesetzt aus vielen dünnen homogenen Schichten, für welche einzeln die gewöhnlichen optischen Gesetze gelten. Die hierbei gefundenen Resultate verwertete er sogleich auch in einer ausführlichen Experimentaluntersuchung über die Konstitution von Lamellen der PLATEAUschen Glycerinseifenlösung.

Neben diesen unter sich zusammenhängenden Hauptarbeiten der ersten Göttinger Periode, unter denen sich auch seine Habilitationsschrift vom Jahre 1889 über die optischen Konstanten der Metalle befindet, laufen eine Reihe von Einzeluntersuchungen her, die ihren Ursprung wohl mehr äußeren Anregungen verdanken, so eine sorgfältig in Gemeinschaft mit W. VOIGT ausgeführte Reihe von Bestimmungen der Elastizitätskonstanten einiger dichter Mineralien, ferner mehrere zusammen mit seinem fast gleichaltrigen Kollegen WALTHER NERNST unternommene Untersuchungen: über den Einfluß der Temperatur und des Aggregatzustandes auf das Verhalten des Wismuts im Magnetfelde, wobei sich ergab, daß sowohl der HALLsche Transversaleffekt, als auch der RIGHIsche Longitudinaleffekt mit steigender Temperatur merklich abnimmt und beim Übergang in den flüssigen Zustand fast gänzlich verschwindet; dann über die Fluoreszenz stehender Lichtwellen, deren räumliche Anordnung sich als ganz gleichartig mit der von WIENER beobachteten photographischen Wirkung erwies; später über die Elektrostriktion durch freie Ionen, welche als Ursache für die Volumkontraktion bei der Auflösung elektrolytischer Substanzen eingeführt wurde.

Auch für technische Zwecke hat DRUDE einmal ein Instrument konstruiert, nämlich einen Entfernungsmesser für Infanterie. Dasselbe beruht auf dem Gedanken, daß die Entfernung eines aufrecht stehenden Gegenstandes von bekannter Größe, nämlich einer menschlichen Figur oder eines Teiles derselben, bestimmt ist durch den Öffnungswinkel, unter dem der Gegenstand gesehen wird. Ob das Instrument jemals praktisch erprobt ist, vermag ich nicht zu sagen.

Endlich sei hier noch mit ein paar Worten eines kurzen Aufsatzes gedacht, der nicht nur deshalb merkwürdig ist, weil er die

einzige thermodynamische Publikation DRUDEs bildet, sondern auch deshalb, weil er ein auch heute noch aktuelles Thema behandelt: es ist eine in den Göttinger Gelehrten Anzeigen vom Jahre 1889 erschienene kritische Besprechung des bekannten Buches von P. DUHEM: Le potentiel thermodynamique. Mit einem für seine jungen Jahre bemerkenswerten Freimut äußert DRUDE darin seine Ansichten über die Art der Einführung und über die Bedeutung des thermodynamischen Potentials, und wenn er auch in seiner zum Teil sehr scharfen Kritik dem Verfasser des Buches wohl nicht immer gerecht wird, so sind doch manche Punkte seiner Ausführungen höchst zutreffend und beachtenswert, namentlich diejenigen, welche sich beziehen auf die Betonung des prinzipiellen Unterschiedes zwischen der von DUHEM als thermodynamisches Potential bezeichneten Größe und den in der Mechanik gebräuchlichen Potentialen, wie dem Gravitationspotential, dem elastischen, elektrischen, magnetischen Potential — ein Unterschied, der bei DUHEM ganz verwischt wird. Denn bei einem rein mechanischen Prozesse gibt die Änderung des Potentials unter allen Umständen den Betrag der geleisteten oder verbrauchten Arbeit, von einer „verlorenen" oder „inkompensierten" Arbeit kann hier niemals die Rede sein, weil die Arbeit stets wieder gewonnen wird, wenn das Potential auf seinen alten Wert zurückkehrt. In der Thermodynamik dagegen steht die mechanische Arbeit in gar keiner allgemeinen Beziehung zu den Änderungen der als thermodynamisches Potential definierten Größe. Solche Beziehungen treten nur in ganz speziellen Fällen auf, nämlich bei reversiblen Prozessen; und ferner, was nicht minder wichtig ist: die Größe, welche durch ihre Änderung die geleistete mechanische Arbeit angibt, ist, falls sie überhaupt existiert, je nach den Umständen, unter denen der Prozeß verläuft, eine ganz verschiedene, so z. B. bei adiabatischen Vorgängen eine andere als bei isothermen Vorgängen. Es gibt also nicht ein einziges, sondern unendlich viele thermodynamische Potentiale, etwa ebenso wie es nicht eine, oder zwei, sondern unendlich viele Arten von spezifischer Wärme gibt. Diese Umstände bringen es natürlich mit sich, daß für das thermodynamische Potential zum Teil ganz andere, und lange nicht so einfache und allgemeine Sätze gelten als für die gewöhnlichen Potentiale.

Wir haben den wissenschaftlichen Lebensgang DRUDEs verfolgt bis zu dem Zeitpunkte, wo er von einer Bewegung getroffen wurde, die, wie für die meisten jüngeren Physiker, so auch für ihn zu einer entscheidenden Wendung in seiner weiteren Entwickelung führen sollte. Es war im Jahre 1888, als HEINRICH HERTZ durch seine großen Entdeckungen die physikalische Welt in Spannung und Staunen versetzte, und damit unserer Wissenschaft ein unabsehbar weites Gebiet neuer Aufgaben erschloß. War auch durch die Theorie der Boden für das Verständnis derartiger unerhörter Erscheinungen, wie meterlanger Ätherwellen, wohl vorbereitet, so wirkte doch die Kunde von deren Realisierung wie eine Offenbarung. Die MAXWELLsche Theorie, die sich bis dahin in der deutschen Physik nur eines bescheidenen Achtungserfolges erfreut hatte, begann nun gleich einer mächtigen Flutwelle sich über die Länder des Kontinents zu ergießen, alle anderen elektrodynamischen Theorien im Nu umreißend und hinwegschwemmend, darunter auch manche gesunde Triebe, die erst späterhin, wenn auch in etwas anderer Form, wieder emportauchen und sich kräftig weiter entwickeln sollten, wie z. B. die WILHELM WEBERschen Anschauungen von der substantiellen Beschaffenheit der Elektrizität. Mochte auch HELMHOLTZ längst im allgemeinen nachgewiesen haben, daß die MAXWELLsche Theorie in seiner eigenen elektrodynamischen Potentialtheorie als Spezialfall mit enthalten sei, falls man nur das Vakuum als dielektrisch polarisierbar voraussetzt, mochte auch J. STEFAN im besonderen die für die HERTZschen Schwingungen geltenden Formeln aus der Annahme einer unvermittelten Fernwirkung direkt entwickelt haben, ausschlaggebend für den allgemeinen und unbedingten Sieg der MAXWELLschen Theorie war die großartige Vereinfachung, die in der Aufhebung jeglicher unvermittelter Fernwirkung gelegen war, gleichzeitig mit der Aufhebung des früheren Gegensatzes zwischen elektrostatischer und elektrodynamischer Kraft, und mit der Aufhebung aller ungeschlossenen Ströme, welche bis dahin den Theoretikern so viel zu schaffen gemacht hatten — ein deutlicher Beweis dafür, daß die Stärke einer physikalischen Theorie nicht in der Allgemeinheit ihrer Gleichungen liegt, sondern vielmehr in der Besonderheit der Vorstellungen, die zu den Gleichungen führen. Diese allein sind es,

welche die Möglichkeit und die Richtung jeder fruchtbaren Weiterentwickelung bedingen, und je speziellerer und konkreterer Art sie sind, um so sicherer läßt sich mit ihnen operieren.

Auch für die Optik wurde die Einführung der MAXWELLschen Theorie von entscheidender Bedeutung. Hatte man bis dahin mit den Bemühungen, die Lichtwellen den Gesetzen der Mechanik zu unterwerfen, nur einen teilweisen Erfolg erzielt, da dem Lichtäther vermöge seiner eigentümlichen Konstitution doch immer eine Ausnahmestellung in der Reihe der fest-elastischen Körper angewiesen werden mußte, so wurde die Optik jetzt restlos der Elektrodynamik an- und eingegliedert, ganz ebenso wie die Akustik schon längst in der Mechanik aufgegangen war, und mit diesem Augenblick verschwanden auf der Stelle eine Reihe optischer Streitfragen, wie die nach der Richtung der Ätherschwingungen und nach der Art der Grenzbedingungen, von der Tagesordnung, während andere Fragen in den Vordergrund des Interesses traten, wie die nach dem Zusammenhang des Brechungsexponenten und des Absorptionskoeffizienten mit der Dielektrizitätskonstanten und mit der galvanischen Leitungsfähigkeit.

Es konnte nicht ausbleiben, daß eine derartige Revolution in dem Reiche seiner Wissenschaft auch auf den regsamen jungen Göttinger Physiker eine mächtige Wirkung ausübte. Aber PAUL DRUDE war nicht der Art, daß er in der ersten Begeisterung über die Erfolge und glänzenden Aussichten der MAXWELLschen Theorie mit fliegenden Fahnen in das neue Lager hinüberschwenkte; dafür hatte er eine zu exakte Schule durchgemacht. Und er hatte in dieser Schule durch selbständiges Arbeiten die Überzeugung gewonnen, daß die dort gepflegte mechanische Lichttheorie sowohl in sich ein widerspruchsfreies Ganzes bildete als auch allen von ihm und vor ihm festgestellten optischen Erfahrungen so weit gerecht wurde, als man erwarten konnte, daß mithin die Theorie selber ihm keinen Grund gab, sie jetzt kurzerhand zu verlassen. In dieser Lage zeigte sich DRUDE als der gewissenhafte Forscher, der er war. Er machte sich daran, seine bisherige Theorie aufs schärfste zu analysieren, er suchte vor allem das, was an ihr für die Beschreibung der optischen Erscheinungen wesentlich war, was also unter allen Umständen beibehalten werden mußte, zu trennen von dem bisher in ihr

enthaltenen, aber allenfalls entbehrlichen Beiwerk. Als wesentlich in dem obigen Sinne fand er das System der von der Theorie gelieferten Differentialgleichungen und der Grenzbedingungen, von ihm als „Erklärungssystem“ bezeichnet, als unwesentlich dagegen die Voraussetzungen der Theorie über die mechanische Natur der Lichtwellen und die Elastizität des Lichtäthers, und indem er die letzteren Voraussetzungen abstreifte, gelangte er zunächst auf einen rein phänomenologischen Standpunkt. Die nämliche Analyse, welche er nun mit den übrigen mechanischen Lichttheorien und mit der elektromagnetischen Lichttheorie vornahm, führte ihn zu der Erkenntnis, daß die Erklärungssysteme aller dieser Theorien, bis auf Abweichungen von mehr sekundärer Bedeutung, identisch sind. Um z. B. von der NEUMANN-KIRCHHOFFschen Theorie zur elektromagnetischen überzugehen, braucht man nur statt der Dichte, statt der Elastizität, statt der Geschwindigkeit des Lichtäthers beziehungsweise die magnetische Permeabilität, die Dielektrizitätskonstante und die magnetische Feldstärke zu setzen. Vom rein phänomenologischen Standpunkte aus ist es zunächst ganz gleichgültig, welche der beiden Vorstellungen man zugrunde legt.

Diese Überlegungen und vieles andere finden sich ausgeführt in einer umfangreichen in den Göttinger Nachrichten publizierten Abhandlung vom Jahre 1892: „Inwieweit genügen die bisherigen Lichttheorien den Anforderungen der praktischen Physik?“ Mit dieser Arbeit hat sich DRUDE die Bahn frei gemacht für den Übergang zur elektromagnetischen Theorie. Denn bei der reinen Phänomenologie konnte er seiner ganzen Veranlagung nach nicht lange stehen bleiben, er fühlte deutlich, daß der Phänomenologie allein die zu fruchtbarer Weiterentwickelung erforderliche Triebkraft nicht innewohnt.

Vom Standpunkte der elektromagnetischen Theorie aus versuchte er sogleich durch eine Erweiterung der MAXWELLschen Grundgleichungen eine Erklärung der magnetooptischen Erscheinungen, sowie der Beziehungen der Dielektrizitätskonstanten zum optischen Brechungsexponenten zu geben. In letzterer Arbeit stellte er, angeregt durch einen Briefwechsel mit HERTZ, zum ersten Male den in der Folge vielfach benutzten Ansatz auf, welcher die Differenz zwischen der elektrischen Induktion oder

Erregung und der elektrischen Feldstärke gleich macht dem elektrischen Moment der polarisierten mit Eigenschwingungen begabten Molekeln. Zum tieferen Eindringen in das Verständnis der MAXWELLschen Theorie hielt er zwei Jahre hindurch Vorlesungen darüber an der Universität, und eine Frucht dieser Vorlesungen ist sein erstes Buch: Die Physik des Äthers, welches nach dem Vorwort des Verfassers sich die Aufgabe setzt, in möglichst leichtverständlicher Weise in die MAXWELLsche Theorie der Elektrizität einzuführen. Dementsprechend wird auf eine strenge Systematik, wie sie bei HERTZ und später namentlich bei EMIL COHN angestrebt ist, von vornherein ebenso verzichtet, wie auf einen möglichst engen Anschluß an mechanische Vorstellungen, wie ihn BOLTZMANN in seiner Darstellungsweise bevorzugt. Der Autor nimmt vielmehr seine Definitionen und Sätze, wenn er sie gerade braucht, jedesmal daher, wo er sie am bequemsten bekommen kann, manchmal direkt aus der Erfahrung, manchmal aus der Theorie, und sucht nur dafür zu sorgen, daß sie in möglichst leichtverständlicher und für den Gebrauch handlicher Form auftreten. Dadurch wird dem Buche ein ausgeprägt individueller Charakter verliehen, es übt einen gewissen persönlichen Reiz aus; sein Vorzug liegt weniger in der absoluten systematischen Korrektheit aller vorgetragenen Entwickelungen, als in der Anschaulichkeit, und ich möchte sagen: Aufrichtigkeit der Sprache. Denn dem Verfasser kommt es vor allem darauf an, den Standpunkt, zu dem er sich selber durchgearbeitet hat, dem Leser verständlich und plausibel zu machen, er scheut nicht davor zurück, gegebenenfalls auf vorhandene Lücken, die er einstweilen noch nicht auszufüllen vermag, hinzuweisen, oder gelegentlich auch in seinen Betrachtungen sich einmal etwas zu weit vorzuwagen. Es bedarf hier keines Hinweises darauf, daß eine so angelegte Darstellung anregender und belehrender wirkt als eine, in welcher wegen der vielen vorsichtigen Verklausulierungen der vorgetragenen Sätze zwar kein direkter Fehler nachzuweisen, aber auch keine rechte Handhabe für die weitere Anwendung der Theorie zu gewinnen ist. Allerdings gehört Eine wichtige Voraussetzung dazu, um ein solches Buch allgemein nützlich zu machen, nämlich die Bedingung, daß der Verfasser in seiner Wissenschaft schon auf einem so erhöhten Standpunkt angelangt ist, daß auch ein gelegentlicher

Seitengang Interesse darbietet; und dies war bei dem damals 31jährigen DRUDE schon in jeder Hinsicht der Fall.

Wie nach dem früher Gesagten leicht zu verstehen, war der ursprüngliche Zweck des ganzen Buches die Heranziehung der elektromagnetischen Theorie zur Erklärung der optischen Erscheinungen; daher sind auch die entsprechenden Kapitel, die von den elektrischen Schwingungen, am ausführlichsten behandelt. Von Einzelheiten sei nur erwähnt, daß sich hier zum ersten Male die Formel für den Zusammenhang zwischen dem Leitungsvermögen eines Metalles und seinem Reflexionskoeffizienten für lange Wellen findet, welche viel später durch die wichtigen Versuche von ERNST HAGEN und HEINRICH RUBENS eine so fundamentale Bedeutung für die elektromagnetische Lichttheorie gewonnen hat, allerdings nicht in dem Abschnitt über Metalle, sondern bei den Halbleitern.

Im Laufe der Ausarbeitung seines Buches mochte es DRUDE immer klarer geworden sein, daß die wirksamste Förderung der elektromagnetischen Lichttheorie von einer Ausdehnung unserer Kenntnisse, die sich bis dahin fast nur innerhalb der Grenzen des sichtbaren Strahlengebietes hielten, auf das gesamte Spektrum zu erwarten sei, und so wurde das Studium der Optik elektrischer Wellen, und zwar hauptsächlich von der experimentellen Seite her, der Hauptgegenstand seiner Arbeiten in den nächsten Jahren. Da er sich hiermit auf ein fast noch ganz unbebautes Gebiet begab, so handelte es sich für ihn zunächst darum, die zweckmäßigste Fassung des Problems zu finden und die Methoden auszuarbeiten, mit denen man an die Lösung der gestellten Fragen herangehen konnte. Mit den nun begonnenen Untersuchungen zeigte sich DRUDE als physikalischer Forscher ersten Ranges. Vorsichtig, nach festem Plane und mit stetig verbesserter Versuchsanordnung Schritt für Schritt vorwärts gehend, immer den Blick nach allen Seiten gerichtet, stets darauf bedacht, jede gezogene Schlußfolgerung, wo es nur irgend anging, sowohl nach der experimentellen Richtung hin als auch im Lichte der Theorie einer unabhängigen Prüfung zu unterziehen, so kam er allmählich in seinem Terrain vorwärts, und der schließliche Erfolg entsprach seinen Bemühungen in einer Weise, daß sein Name in der Geschichte der Optik der elektrischen Wellen für alle Zeiten in vorderster Reihe stehen wird.

Seine ersten Studien galten der Dispersion. Um ein möglichst reines „Spektrum“ zu haben, arbeitete er mit dem BLONDLOT schen Erreger und dem LECHER schen Drahtsystem mit aufgelegter Brücke. Die zu untersuchende Substanz brachte er entweder zwischen die Platten eines Kondensators, durch welche das Drahtsystem geschlossen war, oder er leitete die Paralleldrähte direkt durch die Flüssigkeit hindurch. Eingestellt wurde stets auf das Maximum der Resonanz mit den Wellen des Erregers. Die erste Arbeit lieferte ihm das Resultat, daß Alkohol normale elektrische Dispersion besitzt, während dagegen destilliertes Wasser Spuren anomaler Dispersion, Ebonit überhaupt keine Dispersion zeigte. Spätere verfeinerte Beobachtungsmethoden ergaben indessen auch für Wasser das Vorhandensein normaler, wenn auch schwacher Dispersion.

Die Versuche in Göttingen wurden unterbrochen durch seine Berufung an die Universität Leipzig, im Jahre 1894, als Extraordinarius der theoretischen Physik. Hier in Leipzig war es, wo DRUDE nach Erlangung der ersehnten Selbständigkeit sich einen eigenen Hausstand gründen konnte, indem er seine Verlobte, EMILIE REGELSBERGER, die erste Tochter des Göttinger Juristen, als Gattin heimführte. Sein Leben hindurch hat sie fortan Freude und Leid mit ihm geteilt, bis zu dem letzten, schwersten Leid, dem sie nur ihren eigenen Heldenmut entgegensetzen konnte.

Die in Leipzig wieder neu aufgenommenen Experimente mit HERTZ schen Wellen führten sehr bald zu einer gänzlich unerwarteten, höchst merkwürdigen Entdeckung. Schon bei der Ausarbeitung der Methode zur Messung der Dispersion war es DRUDE aufgefallen, daß kurze elektrische Wellen von etwa 70 cm Länge in Alkohol und besonders in Glycerin in viel stärkerem Maße gedämpft werden als in Wasser oder in verdünnten Salzlösungen, während doch die elektrische Leitfähigkeit von Glycerin viel geringer ist als die von Wasser oder gar die von Salzlösungen. So ist das Absorptionsvermögen von Amylalkohol für diese Wellen etwa gleich dem Absorptionsvermögen einer Kupfersulfatlösung von 20000 mal größerer Leitfähigkeit. Nach der einfachen MAXWELL schen Theorie sollte einer größeren Leitfähigkeit im allgemeinen eine schnellere Verwandlung von elektrischer Energie in Wärme, also auch eine stärkere Dämpfung entsprechen; es

tritt also in diesen Versuchen eine ganz neue Ursache der Dämpfung auf, welche mit der Leitfähigkeit der Substanz für stationäre oder langsam veränderliche Ströme in gar keinem Zusammenhange steht, sondern vielmehr durch die Periodenzahl der Schwingungen bedingt ist. DRUDE nennt diese Art von Absorption eine „anomale“; im Anschluß an den optischen Sprachgebrauch kann man sie auch als „selektiv“ bezeichnen. Die Substanzen mit ausgesprochen selektiver Absorption zeigten alle auch ein verhältnismäßig hohes Molekulargewicht, eine starke Abweichung der Dielektrizitätskonstanten vom Quadrat des optischen Brechungsexponenten, und eine ausgesprochen anomale Dispersion.

Vom Standpunkte der optischen Dispersionstheorie sind diese Ergebnisse wohl verständlich und entsprechen ganz den im sichtbaren Spektrum anzutreffenden Verhältnissen. Was aber in hohem Grade auffällig ist, und was DRUDE anfangs zu Mißtrauen und Vorsicht Anlaß gab, ist der Umstand, daß man bei der von der Theorie geforderten Zurückführung der selektiven Absorption auf Resonanz genötigt scheint, anzunehmen, daß in selektiv absorbierenden Flüssigkeiten die Perioden der Eigenschwingungen der Molekeln vergleichbar oder gar benachbart sind den Perioden der einfallenden Wellen, während man doch nach allen Analogien bei den Eigenschwingungen der Molekeln eine viel kürzere Periode vermuten sollte als die ist, welcher die Wellenlänge 70 cm entspricht. Da indessen mehrfach variierte Kontrollversuche das einmal erhaltene Resultat immer wieder bestätigten, und zwar namentlich für Glycerin, Äthylalkohol, Amylalkohol, Essigsäure, so konnte DRUDE schließlich als durch seine Versuche sicher begründet den Satz aussprechen, daß die Methode der Spektralanalyse, durch Messung der selektiven Absorption in die Erkenntnis der chemischen Konstitution der Körper einzudringen, nun auch mit voller Berechtigung auf das Spektralgebiet der elektrischen Wellen anwendbar ist.

In welchem Zusammenhange steht nun aber die chemische Konstitution mit der elektrischen Anomalie? Welches chemische Element oder welche chemische Eigenschaft charakterisiert die Substanzen, welche für Wellenlängen von 75 cm anomale Dispersion und selektive Absorption zeigen? Das hohe Molekulargewicht oder die Kompliziertheit des molekularen Aufbaues ist

es nicht; denn Benzol und wohl überhaupt alle Kohlenwasserstoffe, sowohl die aromatischen als auch die der Menthanreihe, sind elektrisch normal. Die Gegenwart von Sauerstoff ist es auch nicht; denn die Äther, Ketone, Aldehyde verhalten sich, soweit sie untersucht sind, sämtlich normal. Die elektrische Anomalie ist also eine hervorragend konstitutive Eigenschaft der Substanzen, und diese Eigenschaft fand DRUDE in dem Umstande, daß die von ihm als elektrisch anomal erkannten Flüssigkeiten, nämlich Alkohol und Fettsäuren, sämtlich die Hydroxylgruppe HO enthalten, die elektrisch normalen Flüssigkeiten dagegen sämtlich nicht. Ersetzt man im Äthylalkohol die Hydroxylgruppe durch Jod oder Brom, so wird daraus ein elektrisch normaler Körper. Verwandelt man umgekehrt das elektrisch normale Benzol durch Einführung der Hydroxylgruppe in Phenol, so stellt sich selektive Absorption ein. Einzig und allein das Wasser, welches die Hydroxylgruppe enthält, aber dennoch normal dispergiert, bildet eine Ausnahme von dieser Regel.

In Erkenntnis der Bedeutung, welche diesen Resultaten für die chemische Analyse, speziell für den Nachweis der Hydroxylgruppe zukommt, arbeitete DRUDE, in stetiger Vervollkommnung der angewandten Versuchsanordnung, eine auch für Chemiker bequem brauchbare Methode aus, welche den Brechungsexponenten und die Absorption elektrischer Drahtwellen an einer verhältnismäßig geringen Substanzmenge zu messen gestattet und sich auch auf feste Substanzen anwenden läßt. Alle hier genannten Untersuchungen legte er zuerst der Sächsischen Gesellschaft der Wissenschaften vor und erstattete dieser Körperschaft damit am wirksamsten seinen Dank für die Erwählung zum außerordentlichen Mitgliede. Einen zusammenfassenden Bericht darüber hat er der Deutschen elektrochemischen Gesellschaft auf ihrer fünften Hauptversammlung im April 1898 in Leipzig vorgetragen. Von welch erstaunlicher Arbeitskraft DRUDE gerade in jener Periode seines Lebens war, davon legt schon der Umstand Zeugnis ab, daß er im Jahre 1897 nicht weniger als 11 zum Teil umfangreiche Aufsätze veröffentlicht hat, darunter auch ein vor der Naturforscherversammlung in Braunschweig erstattetes sorgfältig ausgearbeitetes Referat über Fernwirkungen.

Nachdem das tatsächliche Verhalten der Substanzen gegen

langwellige Strahlen in einer Anzahl von Fällen zur Evidenz gebracht worden war, wurde DRUDE nun naturgemäß auf eine Reihe weiterer Fragen geführt, die sich von da ab für ihn in zwei scharf gesonderte, nach verschiedenen Richtungen auseinandergehende Gruppen spalteten: die eine betraf die Zurückführung der optischen bzw. elektrischen Eigenschaften einer Substanz auf die physikalischen Vorgänge in ihrem Innern, die andere bezog sich auf die näheren Gesetze der von ihm benutzten elektrischen Drahtwellen. Wir wollen daher diese beiden Probleme auch getrennt besprechen, und zwar zuerst das letztere, physikalisch viel einfachere. Die allgemeine Frage: Wie verlaufen die elektrischen Drahtwellen in einem gegebenen ruhenden Leitersystem, bei gegebenen Isolatoren? bietet streng genommen überhaupt keine physikalische, sondern lediglich mathematische Schwierigkeiten. Denn wenn die bezüglichen nur von der Natur der Substanzen abhängigen Konstanten für Leiter und Isolatoren gegeben sind, so lassen sich die Differentialgleichungen der Wellen nebst den Grenzbedingungen, an deren Richtigkeit kein Zweifel besteht, ohne weiteres hinschreiben, und die ganze Aufgabe ist dann auf die Integration dieses Systems von Gleichungen reduziert. Wären die Methoden der Analysis hinreichend vollkommen, so könnte das ganze Problem von dem Physiker einfach an den Mathematiker abgegeben werden. Da nun aber im Gegenteil die exakte Lösung jener Gleichungen schon in physikalisch ganz einfachen Fällen enorme mathematische Schwierigkeiten bietet, so vermag man bis jetzt das Problem nur mit Näherungsmethoden erfolgreich zu behandeln, und solche werden, wie alle Erfahrungen lehren, am vorteilhaftesten nicht aus der mathematischen Betrachtung allein gewonnen, sondern gewöhnlich durch eine besondere, den jeweiligen Eigentümlichkeiten der Aufgabe angepaßte Kombination physikalischer, direkt aus dem Experiment abstrahierter Sätze mit mathematischen Schlüssen, also durch ein gemischtes Verfahren. Es liegt auf der Hand, daß die erfolgreiche Durchführung einer solchen Methode, bei dem Mangel an allgemeinen Vorschriften darüber, von seiten des Bearbeiters neben einer gründlichen physikalischen und mathematischen Schulung auch eine reiche, leichtbewegliche Einbildungskraft erfordert. Bei DRUDE waren beide Vorbedingungen in

hervorragendem Maße erfüllt, und es konnte daher nicht fehlen, daß er in der Benutzung der beschriebenen gemischten Methode eine ganz eigenartige Geschicklichkeit entwickelte. Es war im Grunde dieselbe Methode, welche auch sein Buch „Physik des Äthers“ charakterisiert.

Einen besonderen Reiz und Ansporn, in der genannten Richtung noch weiter vorzudringen, als er für die Zwecke seiner Messungen ursprünglich wohl beabsichtigt hatte, gaben ihm die nahen Beziehungen des von ihm behandelten Problems zu den technischen Aufgaben der drahtlosen Telegraphie, deren physikalische Seite ja ganz in dieses Gebiet gehört. In beiden Fällen, in der wissenschaftlichen Physik wie in der Technik, ist das angestrebte Endziel dasselbe, nämlich einerseits die Erzeugung möglichst kräftiger, möglichst rein periodischer, möglichst ungedämpfter Wellen, und andererseits die Gewinnung möglichst empfindlicher Mittel zu ihrer Analysierung. Bis zu seinem Lebensende hat Drude dies Ziel vor Augen gehabt und seiner Erreichung eine Reihe von Arbeiten gewidmet, welche eine ansehnliche Zahl von praktischen Ergebnissen zeitigten, darunter Regeln zur rationellen Konstruktion von Teslatransformatoren, Methoden zur Messung der Selbstinduktion und der Eigenschwingungen von Drahtspulen, insbesondere solchen mit angehängten Antennen oder Metallplatten, Gesetze der induktiven Erregung zweier elektrischer Schwingungskreise. Die Besprechung näherer Einzelheiten würde hier zu weit führen; ein zusammenfassendes Referat über alle diese Arbeiten hat Drude selber noch für die im September dieses Jahres in Stuttgart abgehaltene Naturforscherversammlung verfaßt, es wurde dort von seinem ersten Assistenten Franz Kiebitz vorgetragen.

Wesentlich tiefer in das Gebiet der physikalischen Hypothesen hinein führt die andere Aufgabe, welche Drude sich stellte: Die Abhängigkeit der optischen und elektrischen Konstanten einer Substanz von ihrer inneren Konstitution zu ergründen; denn hier schienen sich gleich am Anfang fundamentale Schwierigkeiten entgegenzustellen. Um der schon oben hervorgehobenen unwahrscheinlichen Folgerung zu entgehen, daß bei der selektiven Absorption die Eigenschwingungen der Molekeln nahezu dieselbe Periode besitzen wie die einfallenden elektrischen Wellen, machte

DRUDE die Annahme, daß die Dämpfung der Molekelschwingungen eine sehr große ist. Denn je größer die Dämpfung, desto breiter wird bekanntlich das Spektralgebiet, in dem die Absorption merklich ist, und desto weiter entfernt kann man also die Eigenperiode der Molekelschwingungen von der Periode der merklich absorbierten Wellen annehmen. Damit stimmt der Umstand überein, daß nach allen vorliegenden Erfahrungen die Absorptionsbanden im elektrischen Gebiete sehr viel breiter sind als im optischen. Indessen ist diese Erklärung zunächst nur formaler Natur; denn solange die Frage nach der Art der Molekularschwingungen und nach der Art der Dämpfung unerledigt bleibt, ist mit der so berechneten Dämpfungskonstanten einstweilen weiter nichts anzufangen. Näheren Aufschluß versprach schon eine zweite Auffassung, die, wie DRUDE besonders nachwies, zu denselben Resulsultaten führt wie die erste, nämlich die Voraussetzung, daß eine elektrisch anomale Substanz sich elektrischen Wellen gegenüber verhält wie eine große Anzahl kleiner voneinander durch isolierende Zwischenschichten getrennter leitender Partikel. Indes auch auf diesem Wege ist nicht viel weiter zu kommen; denn da für homogene Substanzen die Dimensionen jener Partikel jedenfalls von molekularer Größenordnung sein müßten, so hätte man es hier mit der elektrischen Leitfähigkeit einzelner Molekeln zu tun, und es ist höchst unwahrscheinlich, daß dieser Begriff überhaupt noch einen Sinn hat, gerade ebenso wie man bei einer einzigen Molekel von einer Wärmeleitungsfähigkeit oder einer Reibung gar nicht mehr sprechen kann.

In dieser Schwierigkeit kam die Hilfe von einer Seite, der man noch wenige Jahre vorher verhältnismäßig nur geringe Beachtung geschenkt hatte: es war die Theorie der Elektronen, welche DRUDE den Schlüssel zum Verständnis nicht nur der soeben besprochenen, sondern auch einer großen Anzahl anderer Erscheinungen liefern sollte, und deren Einführung und weiterer Ausbau ihn während der dritten großen Epoche seiner wissenschaftlichen Wirksamkeit beschäftigte. Der Zeit nach fällt der Beginn dieser Epoche ungefähr zusammen mit seiner Berufung als Ordinarius an die Universität Gießen, im Frühjahr 1900, wo er die Leitung des nach OTTO WIENERS Plänen erbauten und dann kurze Zeit hindurch von WILLY WIEN verwalteten

physikalischen Instituts übernahm. Mit der nun erlangten völligen Unabhängigkeit in seinem Berufe sollte ihm die neue Heimat eine Periode reichsten, glücklichsten Schaffens im Leben und in der Wissenschaft bringen.

Seit der allgemeinen Einführung der MAXWELL schen Theorie waren die Vorstellungen, die sich AMPÈRE und WILHELM WEBER von der Natur der Elektrizität gebildet hatten, etwas in den Hintergrund getreten, obwohl sie niemals ganz in Vergessenheit gerieten; denn für die elektrolytische Leitung erwies sich die Vorstellung einer strömenden Substanz dauernd als die weitaus bequemste, und auch die metallische Leitung wurde von W. GIESE auf die Bewegung elektrischer Partikel oder Ionen zurückgeführt. Ebenso bediente sich HELMHOLTZ der Annahme bewegter Ionen bei der Ableitung seiner Dispersionstheorie. Aber erst HENDRIK ANTOON LORENTZ gelang es im Jahre 1895, die Substanztheorie der Elektrizität mit der MAXWELL schen Theorie zu einem Ganzen zu verschmelzen, indem er ein einheitliches System der Elektrodynamik aufbaute, welches sich insofern als eine spezielle Weiterbildung der allgemeinen MAXWELL schen Theorie charakterisieren läßt, daß darin alle Arten elektrischer Ströme, sowohl Leitungs- als auch Verschiebungsströme, mit alleiniger Ausnahme der Verschiebungsströme im Vakuum, sowie alle Arten des Magnetismus zurückgeführt erscheinen auf den konvektiven Transport der Elektrizität durch Ionen im ruhenden Äther. Eine aktuelle Bedeutung gewann diese Theorie mit einem Schlage durch die von J. J. THOMSON, P. LENARD, W. KAUFMANN und anderen an den Kathodenstrahlen ausgeführten Messungen, sowie durch den 1897 entdeckten ZEEMAN-Effekt; denn hier traten zum ersten Male die Elektronen, d. h. die von jeglicher ponderabler Masse losgelösten elektrischen Atome, in die Erscheinung.

DRUDE war die hohe Wichtigkeit der Substanztheorie für die ihn beschäftigenden Fragen nicht entgangen. Schon ein Jahr vor seiner Berufung nach Gießen, im April 1899, hat er uns hier in diesem Saale über seine erste Untersuchung aus der Ionentheorie einen Vortrag gehalten. Er zeigte darin, daß alle bekannten magnetooptischen Phänomene sich bequem und anschaulich aus der Vorstellung bewegter Ionen ableiten lassen, und zwar die Phänomene in schwach magnetisierbaren Substanzen,

wie in Gasen und Dämpfen, mittels des Einflusses der Ablenkung, welche die schwingenden Ionen in einem starken Magnetfelde erfahren, übereinstimmend mit den Theorien von WIND, LEATHEM und VOIGT, die Phänomene in stark magnetisierbaren Substanzen dagegen mittels der Einwirkung der einfallenden Lichtwellen auf die Molekularströme, welche nach AMPÈRE und WEBER die Magnetisierbarkeit bedingen, übereinstimmend mit der Theorie von GOLDHAMMER. Die Vorgänge der letzteren Art sind wesentlich bedingt durch die Intensität der Magnetisierung, sie besitzen also wie diese eine bestimmte obere „Sättigungs"-Grenze; die Vorgänge der ersteren Art dagegen sind bedingt durch die Stärke des angewandten äußeren Magnetfeldes und daher nicht prinzipiell an eine Grenze gebunden.

Auch in der gewöhnlichen Metalloptik konnte man, wie ihm ein vorbereitender Vergleich mit den durch Messungen bekannten Konstanten zeigte, mit Erfolg die Vorstellung bewegter Ionen zur Erklärung der refraktiven und selektiven Eigenschaften sowie des Leitungsvermögens heranziehen, indem man die Dielektrizitätskonstante des Vakuums gleich Eins setzte und die beweglichen Ionen unterschied einerseits in isolierende Ionen, die an bestimmte Gleichgewichtslagen gebunden sind und bestimmte Eigenschwingungen besitzen, andererseits in leitende Ionen, welche ohne bestimmte Gleichgewichtslagen zwischen den ponderablen Molekeln hin und her fliegen. Überall ergaben sich annehmbare Vorstellungen für die Art und Größenordnung der Bewegungen, und nirgends ein direkter Widerspruch.

Durch diese Erfolge ermutigt, faßte DRUDE alsbald den Plan zu einer großen, auf breiter Grundlage angelegten Untersuchung, in welcher eine vollständige Physik der Metalle vom Standpunkte der Elektronentheorie aus gegeben werden sollte. Von vornherein war es klar, daß man in diesem noch ganz im Dunkel liegenden Gebiete nicht allein durch vorsichtiges Tasten an der sicheren Hand wohlbewährter Anschauungen vorwärts kommen konnte, sondern daß es hierzu eines kühnen Vorstoßes, eines Sprunges in eine Welt von Hypothesen bedurfte, dessen Berechtigung erst der Erfolg zeigen mußte. In diesem Gedankengang begegnete sich DRUDE mit EDUARD RIECKE, der kurz vorher seinerseits die Grundzüge einer Elektronentheorie der Metalle entworfen hatte.

Naturgemäß ergaben die beiden Theorien manche Berührungspunkte, aber auch vielerlei Verschiedenheiten; ihr gegenseitiges Verhältnis hat RIECKE selber auf der Meraner Naturforscherversammlung im vorigen Jahre ausführlich beleuchtet, worauf ich hier nur hinweisen möchte.

Einen besonders glücklichen Griff machte DRUDE in seiner Theorie mit der Einführung des BOLTZMANNschen Satzes von der gleichmäßigen Verteilung der Bewegungsenergie. Nach diesem Satze entfällt im stationären Zustande auf jede ponderable Molekel, wie auch auf jedes Elektron im Mittel der nämliche Betrag an kinetischer Energie; derselbe ist gleich dem Produkt der absoluten Temperatur und einer universellen Konstante, deren Wert sich nach der kinetischen Gastheorie mit Hilfe der sogenannten LOSCHMIDTschen Zahl berechnen läßt. Daraus ergab sich nun nach DRUDEs Theorie die Folgerung, daß das Verhältnis der Wärmeleitungsfähigkeit eines Metalls zu seiner elektrischen Leitungsfähigkeit unter gewissen Voraussetzungen eine universelle, der absoluten Temperatur proportionale Größe ist — entsprechend dem seit lange bekannten empirischen Gesetz von WIEDEMANN und FRANZ. Und, was von besonderer Wichtigkeit ist, auch der absolute Betrag der Konstante dieses Gesetzes ergab sich den Beobachtungen entsprechend aus einer Kombination der LOSCHMIDTschen Zahl mit dem von J. J. THOMSON gefundenen Wert für das Elementarquantum der Elektrizität. Als kurz darauf MAX REINGANUM zeigte, daß man die Konstante des WIEDEMANN-FRANZschen Gesetzes nach der Theorie von DRUDE ganz unabhängig von den unsicheren Werten für die absoluten Molekelzahlen und für das elektrische Elementarquantum aus den genau gemessenen Daten für die Geschwindigkeiten der Gasmolekeln und für die elektrochemischen Äquivalente berechnen kann, da zeigte sich abermals eine derartige Übereinstimmung der Rechnung mit der Erfahrung, daß von nun ab die Theorie als vollkommen sicher fundiert gelten konnte. Die Ableitung des WIEDEMANN-FRANZschen Gesetzes wird wohl mit Recht als die bedeutendste unter den theoretischen Leistungen DRUDEs zu betrachten sein, wenn sie auch naturgemäß erst einen Anfang in der Entwickelung der Elektronentheorie bedeutet. Denn schon die nächste Frage: Welches sind die Ursachen der Abweichungen vom WIEDEMANN-

FRANZschen Gesetz? verursacht erhebliche Schwierigkeiten. Zuerst nahm DRUDE an, daß in den Metallen, welche dem Gesetz gehorchen, die Zahl der leitenden Elektronen völlig unabhängig ist von der Temperatur, in den anderen Metallen nicht. Auf das Unwahrscheinliche dieser Voraussetzung von einigen Fachgenossen aufmerksam gemacht, ließ er später diese Annahme ausdrücklich fallen und setzte statt dessen die andere, daß bei den erstgenannten Metallen die Leitung der Elektrizität hauptsächlich nur von einer einzigen Gattung Elektronen besorgt wird, bei den anderen Metallen von mindestens zwei verschiedenen Gattungen. Aber auch diese Vorstellung gab DRUDE später wieder auf, um sich der einfacheren von J. J. THOMSON anzuschließen, wonach es in allen Metallen überhaupt nur eine einzige Gattung leitender Elektronen gibt. Die ganze Frage ist sonach heute, wie so viele andere sich daran anschließende, noch als unerledigt zu betrachten.

Ich muß es mir hier versagen, auf die Schilderung der mannigfachen Einzeluntersuchungen einzugehen, welche DRUDE bezüglich des thermoelektrischen, kontaktelektrischen, galvanomagnetischen, thermomagnetischen Verhaltens der Metalle auf Grund der Elektronentheorie ausgeführt hat. Nur sein Lieblingsgebiet, die Optik, der er die breiteste Behandlung gewidmet hat, möchte ich noch mit ein paar Worten berühren. Es ist wohl nicht zuviel gesagt mit der Behauptung, daß es kaum einen Physiker gab, der sich gerade auf optischem Gebiete zu so bestimmten, konkreten, bis ins einzelnste gehenden Vorstellungen von der Art der molekularen und elektrischen Vorgänge durchgearbeitet hatte wie DRUDE. Mit einer Leichtigkeit und Kühnheit, die man vielleicht sogar als an Naivetät streifend zu bezeichnen versucht sein würde, wenn sie nicht streng wissenschaftlichem Boden entwachsen wäre, disponierte er über die Dimensionen, die gegenseitigen Abstände, die elektrischen Ladungen, die Bewegungen der Elektronen, Atome und Molekeln. Für jede dieser Größen hatte er eine bestimmte Schätzung im Kopfe, mit der seine Phantasie jederzeit frei schalten konnte. Und doch war er, im charakteristischen Gegensatz zu zahlreichen, auf ähnliche Ziele gerichteten theoretischen Spekulationen, zugleich auch jederzeit in der Lage, sich und anderen Rechenschaft von seinen Anschauungen zu geben und die Zulässigkeit seiner Annahmen

durch Berufung auf Messungen an bestimmten Substanzen quantitativ zu belegen. Denn mit besonderem Nachdruck betonte er stets als die eigentliche Aufgabe jeder leistungsfähigen physikalischen Theorie, die unter bestimmten äußeren Bedingungen zu erwartenden Erscheinungen quantitativ oder wenigstens der Größenordnung nach vorherzusagen, und wo sich jemals ein Widerspruch ergab, zögerte er nie, seine Bedeutung gebührend zu würdigen und die nötigen Konsequenzen zu ziehen.

Nach seinen Vorstellungen beruhen die ultravioletten Eigenschwingungen einer Substanz auf Bewegungen negativ geladener Elektronen, die ultraroten dagegen auf Bewegungen positiv geladener ponderabler Atome oder Molekeln; dabei entspricht jedem ponderabeln Atom eine große Anzahl von Elektronen, von denen die meisten verhältnismäßig fest, einige aber nur lose an das Atom gekettet sind. Nur die letzteren besitzen eine meßbare Bewegung und üben dadurch Einfluß einerseits auf den optischen Brechungsindex, andererseits auf die chemische Valenz der Substanz. So schwingen z. B. im Flußspat vier lose gebundene Elektronen, im Kalkspat fünf lose gebundene Elektronen in den Richtungen senkrecht zur Hauptachse, dagegen nur zwei lose gebundene Elektronen in der Richtung der Hauptachse; die anderen drei Elektronen werden also in der Richtung der Hauptachse mit einer viel größeren Kraft an die Gleichgewichtslage gebunden als in den Richtungen senkrecht zur Achse. Viel schwieriger als die Berechnung der Zahl der gebundenen Elektronen gestaltet sich die der Zahl der freien, leitenden Elektronen. Hier läßt sich im allgemeinen nur ein unterer Grenzwert aufstellen. So kommen bei Silber auf ein ponderables Atom mindestens fünf Leitungselektronen, bei anderen Metallen ergeben sich kleinere Werte.

Es versteht sich, daß alle diese und ähnliche Vorstellungen einstweilen nur provisorischen Charakter besitzen, und daß sie im Laufe der Zeit ganz gewiß Modifikationen erfahren werden; aber es ist damit wenigstens ein Anfang gemacht, und zwar ein vielversprechender Anfang, zur Bewältigung des großen Problems, für die Vorgänge in der Molekularwelt ein Abbild zu finden in unseren Gedanken. Und man sieht hieraus zugleich, wie jung Drude, als er dies vor zwei Jahren schrieb, sich innerlich noch fühlen mußte, daß er es unternahm, geradeswegs in ein so unab-

sehbares und klippenreiches Gebiet der Hypothesen einzudringen, da doch sonst bei zunehmenden Jahren das Bewußtsein wachsender Autorität und erhöhter Verantwortlichkeit Hand in Hand zu gehen pflegt mit einer stetig gesteigerten Vorsicht und Zurückhaltung in der Betretung neuer Bahnen. Ja, sicherlich hatten wir von ihm und seiner frisch zugreifenden Initiative noch eine Fülle von neuen, unsere Wissenschaft bereichernden Ideen zu erwarten.

Die Hauptresultate seiner optischen Arbeiten hat er selber in seinem Lehrbuch der Optik vereinigt, das zugleich durch die klare und lebendige Sprache zur Einführung in das Studium der Optik wie kein zweites geeignet ist. Dieselben Vorzüge der Darstellung finden sich in den von ihm bearbeiteten acht Kapiteln der theoretischen Optik in Winkelmanns Handbuch der Physik, sowie in dem vor dem Pariser Kongreß vom Jahre 1900 erstatteten Bericht über die Dispersionstheorie der Metalle. Einige kleinere Ansätze zu weiter beabsichtigten optischen Untersuchungen sind noch in den hinterlassenen Aufzeichnungen enthalten.

Gegen Ende 1899, kurz vor seiner Berufung von Leipzig nach Gießen, übernahm Drude an Stelle des verstorbenen Gustav Wiedemann die Redaktion der Annalen der Physik, und aus diesem Anlaß wurde ich zum ersten Male mit ihm persönlich etwas näher bekannt. Soweit unsere damalige regelmäßige geschäftliche Korrespondenz auch zu kleinen privaten Mitteilungen führte, fehlte in den seinigen seit seiner Übersiedelung nach Gießen kaum jemals eine besondere Bemerkung darüber, wie wohl und glücklich er sich in seiner neuen Heimat fühle, zusammen mit seiner Frau und seinen aufblühenden Kindern, deren Zahl sich mit der Zeit auf vier vermehrte, in seiner schön gelegenen Wohnung, die den unmittelbaren Verkehr mit der freien Natur gestattete, an der Spitze des neuen musterhaft eingerichteten Instituts, wo er sich zum ersten Male als Herr im eigenen Hause fühlen durfte. Und daß es ihm wirklich Ernst war mit dieser Versicherung, hat er zu wiederholten Malen durch die Tat bewiesen, indem er im Laufe der Jahre verschiedene an ihn ergangene, zum Teil glänzende Berufungen nach auswärts ablehnte, so an die Universitäten Marburg, Tübingen, Breslau, Leipzig. Den Dank dafür brachte die Gießener Studentenschaft ihrem ge-

feierten jugendlichen Lehrer dar durch die Veranstaltung eines solennen Fackelzuges.

Das fünfte Jahr seiner Wirksamkeit in Gießen nahte sich bereits dem Abschluß, da, Anfang 1905, richtete die preußische Unterrichtsverwaltung, dem einmütigen Vorschlage der hiesigen philosophischen Fakultät folgend, an DRUDE die Anfrage, ob er geneigt sei, das durch EMIL WARBURGs Berufung an die Physikalisch-Technische Reichsanstalt erledigte physikalische Ordinariat und die damit verbundene Leitung des physikalischen Instituts an der ersten Landesuniversität zu übernehmen. — In keinem Stadium der nun folgenden Berufungsverhandlungen hat DRUDE ein Hehl daraus gemacht, daß er an sich nicht im mindesten eine Veränderung seiner derzeitigen Stellung herbeiwünsche, daß er im Gegenteil nur einer ernsten Pflicht gegenüber seiner Wissenschaft zu gehorchen glaube, wenn er sich gegen das ihm gemachte Angebot nicht von vornherein ablehnend verhielte. Und diesem Standpunkte entsprechend durfte er auch seine Forderungen bis zu beträchtlicher Höhe spannen. Aber da allen seinen Bedingungen von der Regierung auf das bereitwilligste Erfüllung zugesichert wurde, konnte er sich auch den Folgerungen nicht entziehen, und so wurde er zu unserer Freude und Genugtuung im April vorigen Jahres der unserige. Wohl mochte ihm damals, als er nach gefallener Entscheidung vor der neu übernommenen, schwierigsten Aufgabe seines Lebens stand, ULRICH VON HUTTENS: „Ich habs gewagt“ vorgeschwebt haben; jedenfalls hat er ganz im Sinne dieses Wahlspruches und dessen Helden gehandelt. Denn von da ab bis zum letzten Tage seines Lebens stellte er seine ganze Person und seine volle männliche Kraft in den Dienst der neuen Sache, und wir dürfen gleich hinzufügen: mit vollem, durchgreifendem Erfolg.

Freilich gab es für ihn, der sich aus dem kleinen Wirkungskreise in den Großstadtbetrieb dieses Instituts mit seinen zahlreichen Beamten, dem Heer von Praktikanten und den vielen Nebenverpflichtungen, Examina u. dgl. versetzt sah, ungewohnte Arbeit in Fülle zu bewältigen. Auch Reibungswiderstände, welche Kraft und Lust absorbieren, blieben ihm nicht erspart, und zwar nach oben wie nach unten. An ruhige wissenschaftliche Forschungstätigkeit war natürlich in der ersten Zeit nicht zu denken, um

so weniger, als er sich eine ziemlich durchgreifende Neuorganisation des Instituts vorgenommen hatte, die manche einschneidende Änderung mit sich brachte. So wurde eine vollständige Trennung der Instrumentensammlung in eine für die Zwecke der Vorlesungen und eine für die Praktika durchgeführt; die Zahl der Assistenten ward von vier auf sechs erhöht. Auch in diesem Saale verriet sich dem aufmerksamen Beobachter das Regiment des neuen Herrn durch mancherlei äußere Neuerungen: von den großen bedruckten Rollen hier an der Wand angefangen, welche in Lapidarstil den Studenten und allen, die es lesen wollten, die elementaren Sätze der Physik verkündeten, bis herab zu der Kreide an dieser Tafel, welche seit der Gründung des Instituts, an die 30 Jahre, unter HELMHOLTZ, KUNDT, WARBURG, stets an der rechten Seite gelegen war, und welche man nun auf der linken Seite suchen mußte.

In den Kreisen seiner Fakultät und in der Akademie der Wissenschaften, welche ihn noch vor Ablauf des Jahres zum ordentlichen Mitgliede erwählte, wurde DRUDE schnell heimisch. Denn sein frisches offenes Wesen, seine vielerlei Interessen an Menschen und Dingen, sein meist treffendes, stets unabhängiges Urteil, machten ihn sogleich auch bei den Kollegen, die entfernteren Fächern angehörten, bekannt und beliebt. Es war nicht schwer, mit ihm in ein anregendes Gespräch zu kommen; lange Einleitungen gab es dabei nicht, man war gleich mitten in der Sache, da er es liebte, ohne Umschweife ein jedes Ding bei seinem rechten Namen zu nennen, gegebenenfalls mit einem leichten Scherzwort, das keinerlei Verlegenheitsstimmung aufkommen ließ. Der gesunde Realismus, in dem seine ganze Lebensanschauung wurzelte, gestattete ihm keinen Geschmack an sentimentalen Anwandlungen irgend welcher Art; ebenso war er allem Formelkram und allen leeren Worten im Grunde seines Herzens abhold. Daher konnte er auch solche Leute nicht leiden, die sich durch äußerliche Mittel künstlich irgend ein Ansehen zu geben versuchen. Wo er dagegen bei anderen gediegene Leistungen fand, hielt er niemals mit seiner aufrichtigen Anerkennung zurück, und war immer eher geneigt, seine eigenen Verdienste verhältnismäßig zu gering einzuschätzen.

Durch die größeren und kleineren Widrigkeiten, welche das

tägliche Leben für einen jeden mit sich bringt, half ihm aufs glücklichste die Gottesgabe seines köstlichen, gelegentlich etwas burschikos gefärbten Humors. Wenn dieser je einmal versagte und er sich im Drange des Augenblicks von seinem lebhaften Temperament zu einer allzu heftigen Äußerung, etwa gegen einen seiner Schüler, hinreißen ließ, so war er bald hinterher, oft in rührender Weise, bemüht, die Unbill wieder gut zu machen und dem Verletzten volle Genugtuung zu geben. Ich selber habe ihn nur ein einziges Mal aufbrausend gesehen, das war in einem Privatgespräch, als er in Erfahrung brachte, daß ein Fachgenosse den Versuch gemacht hatte, gegen einen von seinen, DRUDES, Schülern nicht ganz korrekt zu verfahren. Kein Wunder, daß ihm bei dieser warmen persönlichen Teilnahme an den Interessen der Jüngeren die Herzen seiner Studenten und Praktikanten in Liebe und Verehrung entgegenschlugen.

Die Verschönerung des Lebens, welche uns die Beschäftigung mit der Kunst in jeder ihrer Formen zu gewähren vermag, wußte er wohl zu würdigen, und er folgte ihren Anregungen gern und unbefangen mit feinem ästhetischen Sinn. Aber weit über alle Kunstgenüsse ging ihm doch die Freude an der großen freien Natur. Sie war die eigentliche Zufluchtsstätte seiner vielgeplagten Gedanken, hier öffnete er sein Herz voll und weit den Eindrücken, die Licht und Luft den Sinnen spenden, hier allein suchte und fand er in kräftiger Bewegung das nötige Gegengewicht gegen den stetig ansteigenden Druck der täglichen Berufsarbeit. Seine liebste Ferienerholung war es, in schöner Gebirgsgegend, los und ledig allen Ballastes im Kopf und im Koffer, tagelange Wanderungen zu machen, oft nur in Gesellschaft seines besten Kameraden, seiner Gattin. Solche Stunden mögen zu den glücklichsten seines Lebens gezählt haben. Keine Art der Leibesübung war ihm fremd. Noch in diesem Frühjahr huldigte er im Schwarzwald, auf seinem geliebten Feldberg, gemeinschaftlich mit einer Anzahl jüngerer Fachgenossen, dem fröhlichen Skisport. Auch im Turnen war er wohlgeübt und pflegte es regelmäßig in einem zwanglosen Privatkreise von Gleichgesinnten. Seine kräftig-elastische Gestalt zu betrachten, wenn er in seiner kleidsamen Turnertracht, die dunkle Schärpe um den schlanken Leib, am Reck einen eleganten Aufschwung machte, oder wenn er in kühnem und doch

sicherem Fluge über den Sprungbock setzte, das war an sich schon ein Vergnügen. —

Ich bitte um Vergebung, wenn ich bei diesem rein persönlichen, der wissenschaftlichen Sphäre so weit entrückten Bilde etwas verweilt habe; es ist mir das liebste unter denen, die ich von ihm im Gedächtnis bewahre. Denn so sah ich ihn zum letzten Male. Zwei Tage später deckte das Bahrtuch sein entstelltes Antlitz.

Wie konnte das geschehen? Mußte es denn so kommen? Es ist unmöglich, an dieser Frage schweigend vorüberzugehen, immer wieder drängt sie sich mit elementarer Macht dem Zurückschauenden auf, und sie gewinnt für alle, die ihm im Leben näher standen, einen unsäglich schweren Inhalt, wenn man an die Möglichkeit denkt, daß das Unheil, rechtzeitig erkannt, vielleicht hätte vermieden werden können. Aber soweit sich auch nachträgliche Forschung nach allen Seiten abmühen möge, das Ergebnis bleibt immer dasselbe: wir wissen es nicht und werden es nie ergründen. Wohl lassen sich hinterher eine Anzahl einzelner Symptome namhaft machen, die auf eine starke Überreizung seines Nervensystems hinweisen: eine hartnäckige Schlaflosigkeit, die ihn seit vielen Wochen plagte und die keinem der angewandten Mittel weichen wollte, ein zeitweiliges Versagen der Kraft, sich zu konzentrieren, eine gelegentlich bemerkte Veränderung in seinem Gesichtsausdruck, wenn er sich einmal unbeobachtet glaubte, ein krankhaft gesteigertes Verantwortlichkeitsgefühl, das ihn von seinen eigenen Fähigkeiten manchmal übermäßig geringschätzig sprechen ließ. Aber das alles sind Zeichen von Überanstrengung des Gehirns, die ja leider bei der heute in vielen Berufszweigen herrschenden übermäßigen Anspannung aller geistigen Kräfte, und gerade bei den stärkeren Naturen, nichts Seltenes mehr sind, die aber doch nicht im entferntesten zu einer wirklichen Erklärung eines solchen Verzweiflungsschrittes ausreichen; denn in vielen derartigen Fällen genügt schon eine einzige gründliche Erholungszeit zur vollständigen Wiedergewinnung der Gesundheit. Dazu kommt, daß er im gewöhnlichen Leben, innerhalb und außerhalb des Hauses, bis zum letzten Tage sein normales gleichmäßig heiteres Wesen vollkommen bewahrte. Während die Arbeiten im Institut ihren regelmäßigen Fortgang nahmen, wid-

mete er sich wieder mit Eifer und Erfolg seiner wissenschaftlichen Tätigkeit; Pläne zu irgend einer durchgreifenden Entlastung hat er nicht geäußert. Das für die Naturforscherversammlung in Stuttgart übernommene früher erwähnte Referat über drahtlose Telegraphie stellte er im Laufe des Juni dem Hauptinhalt nach fertig; am 27. Juni schrieb er das Vorwort zur 2. Auflage seines Lehrbuches der Optik, worin er die Ergebnisse der einschlägigen neueren Forschungen mit verwertet hatte, und am 28., gerade eine Woche vor der Katastrophe, hielt er seine Antrittsrede in der Akademie der Wissenschaften, in welcher er, dankbar für die ihm durch die Wahl erwiesene Auszeichnung und lebhaft durchdrungen von dem Bewußtsein der damit übernommenen Pflichten, seinen wissenschaftlichen Werdegang und seine nächsten Pläne für die Zukunft schilderte.

Nun hatte er den wichtigsten Aufgaben des Semesters genügt, die Ferien standen in naher Aussicht. Das Urlaubsgesuch war geschrieben, die Stellvertretung durch die Assistenten geregelt, eine Fußtour ins Karwendelgebirge mit seinem Kollegen und Freund Willy Wien verabredet, die Ausrüstung dazu bis zu den Einzelheiten der Garderobe besorgt. Daß er noch am Tage vorher, ja selbst am Vormittag des unseligen Tages, mit seinen Gedanken mitten im wirklichen Leben war, dafür sprechen manche Einzelheiten, so die speziellen Anordnungen, die er für seine Nachmittagsbeschäftigung traf, dafür sprechen die persönlichen Wahrnehmungen seiner Assistenten, und ebendafür spricht auch, was schwerer als alles andere wiegt, das Zeugnis derjenigen, die er am meisten auf Erden liebte, und die ihn am besten kannte.

Gewiß: soweit menschliche Fassungskraft reicht, muß man den Gedanken an eine völlige Aufklärung des Rätsels für aussichtslos halten. Es scheint nichts übrig zu bleiben als die auch von ärztlicher Seite geteilte Vermutung, daß in einem Anfall schwerer Nervenüberreizung gewisse Zwangsvorstellungen, deren Gefährlichkeit und Verwerflichkeit er wohl kannte, die er aber im normalen Zustande vollständig in seiner Gewalt hatte und daher wohl sogar vor sich selbst verbarg, dennoch einmal die Oberhand gewannen und ihm für eine Zeit die freie Selbstbestimmung raubten, indem sie ihm das Leben bis zur Unerträglichkeit beschwerlich erscheinen ließen. —

Doch von dem dumpfen Rätsel wendet sich unser Blick zurück zu dem, was nicht dunkel und rätselhaft, sondern sonnenklar im Lichte unserer Erinnerung sowohl wie auch in seinem eigenen wissenschaftlichen Vermächtnis vor unserem Geiste steht: zu der lebendigen Persönlichkeit DRUDES. Denn unvergleichlich viel schwerer wiegt das, was er uns im Leben gab, als das, womit er uns beim Abschied schmerzte. Freuen wir uns daher, Kollegen, Schüler und Freunde des Entschlafenen, daß wir eine solche Persönlichkeit gehabt haben, einen echten, starken, deutschen Mann, daß wir ihn einst den unsern nennen durften, und daß wir auch heute und in Zukunft noch den dauernden Spuren seiner Wirksamkeit nachgehen können. Denn diese Art der Gemeinschaft ist nicht an äußere Vergänglichkeit gebunden: in unserer Wissenschaft, in den Annalen unserer Gesellschaft, in unseren Herzen wird PAUL DRUDE lebendig bleiben. Ehre seinem Andenken!

Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung;
von J. E. Lilienfeld.

(Vorläufige Mitteilung.)
(Vorgetragen in der Sitzung vom 16. November 1906.)
(Vgl. oben S. 597.)

Die vorliegende Mitteilung bezieht sich auf den experimentellen Nachweis einer geordneten Bewegung bei der Gasentladung im Vakuum in größerer Entfernung von den Elektroden, d. h. in den von den Vorgängen an den Elektroden unbeeinflußten Teilen der Entladung. Und zwar weisen die zu beschreibenden Erscheinungen auf das Vorhandensein einer anscheinend ganz neuartigen geordneten Bewegung in der positiven Lichtsäule einer Glimmentladung bei vorgeschrittenem Vakuum (von der Größenordnung von 0,01 mm Hg Druck und darunter) hin; sie werden also bei einem Drucke beobachtet, wo die mittlere Weglänge des Moleküls eine mit den Dimensionen der benutzten Vakuumröhren vergleichbare Größe ist.

Die Erscheinung, welche zu der Untersuchung den unmittelbaren Anlaß [1]) gegeben hat, ist eine eigenartige, vielfach mit einer intensiven Erwärmung des Glases verbundene rubinrote Fluoreszenz der Glaswände, welche bei der oben erwähnten Größenordnung des Druckes nach mehrmaligem Füllen der Gefäße mit Sauerstoff und erneutem Auspumpen auftritt.

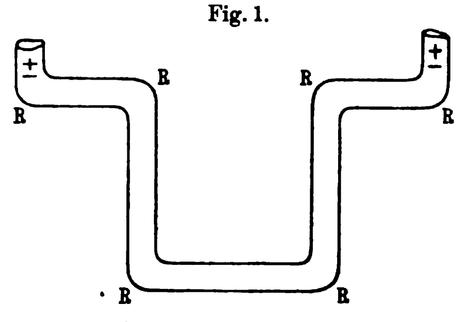
Der Durchmesser der verschiedenartig gekrümmten (vgl. Fig. 1), von positivem Glimmlicht ausgefüllten Röhren betrug 8 bis 12 mm. Die Elektroden waren bei einem Teile der Versuche ausgedehnte Aluminiumelektroden, zum Teil wurde mit Erfolg eine nach Wehnelt mit Erdalkalioxyden überzogene glühende Platinkathode benutzt.

---

[1]) Diese Erscheinung scheint jedoch durchaus nicht die notwendige Bedingung für das Vorhandensein der daraus sich ergebenden Bewegung zu sein. Man gewinnt vielmehr den Eindruck, daß diese Bewegung eine ganz allgemeine in der positiven Lichtsäule auftretende ist.

Der Hochspannungsstrom wurde zum Teil von zwei Gleichstrommaschinen der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke (bis zu je 5000 Volt Spannung), zum Teil von einem bis 15000 Volt liefernden Transformator entnommen. Die Stromstärken schwankten zwischen 5 und 55 Milliampere. Die erwähnte Fluoreszenz trat zunächst durch Annähern eines Stahlmagneten an einer jeden beliebigen Stelle der Lichtsäule auf.

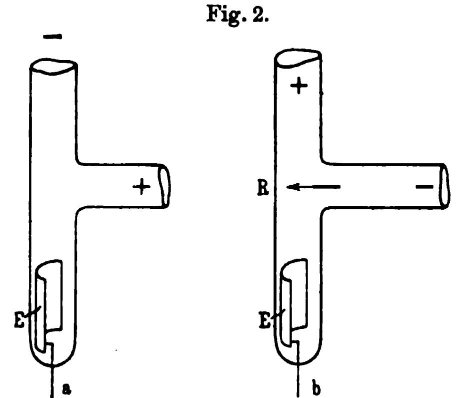
Fig. 1.



Außerdem aber erschien die Fluoreszenz auch ohne Zuhilfenahme eines Magneten an den in Fig. 1 mit *R* bezeichneten Stellen, also an den Knicken des Rohres.

Der Sinn der die Fluoreszenz bedingenden geordneten Bewegung von offenbar mit träger Masse behafteten Teilchen ergibt sich aus den folgenden Anordnungen. Fig. 2 zeigt zwei analoge, in Form eines ⊤-Stückes geblasene Entladungsröhren, welche sich lediglich durch den Sinn unterscheiden, in dem sie vom Strome durchflossen werden.

Fig. 2.



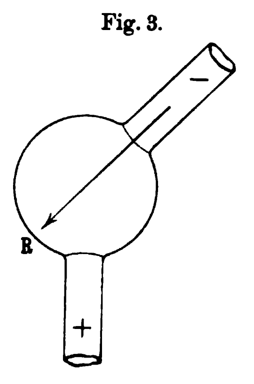
Dieser Sinn ist in der Figur dadurch angedeutet, daß diejenigen Mündungen der ⊤-Stücke, welche an die Kathode bzw. Anode angeschlossen werden, mit — bzw. + bezeichnet sind. In der Fig. 2a füllt nun der die Fluoreszenz erzeugende Strom der hypothetischen Teilchen den mit der zunächst isolierten Hilfselektrode *E* versehenen Ansatz aus, während in der Fig. 2b dieser Ansatz weder die Lumineszenz des Gases, noch die Fluoreszenz der Glaswände beim Stromdurchgang aufweist; hingegen tritt bei *R* eine intensiv rote, mit Erwärmung verbundene Fluoreszenz auf. Ebenso erscheint die rote Fluoreszenz bei der ähnlich durch

die +- und —-Zeichen ohne weiteres verständlichen Fig. 3 lediglich an der durch *R* bezeichneten Stelle.

Hiermit scheint es bewiesen zu sein, daß die geordnete Bewegung der die rote Fluoreszenz hervorrufenden Teilchen in dem Sinne von der Kathode nach der Anode zu erfolgt.

Die magnetische Ablenkung der roten Fluoreszenz erfolgt durch das schwache Feld eines Stahlmagneten in der zu diesem Zwecke am besten sich eignenden Anordnung der Fig. 2b derart, daß, wenn bei hinreichend hohem Vakuum die negativen, im Potentialgefälle der positiven Lichtsäule sich bewegenden Korpuskeln nach der Hilfselektrode *E* zu abgelenkt werden, die übliche charakteristische gelbgrüne Fluoreszenz hier erzeugt wird. Dieses wird vom Auge unter Umständen so aufgefaßt, als ob die rote Fluoreszenz im umgekehrten Sinne abgelenkt würde. Jedenfalls erhellt daraus, daß nicht die negativen Korpuskeln diese rote Fluoreszenz für sich allein erzeugen können, sondern daß vielmehr noch ein zweiter Faktor dieselben mitbedingt. Ob dieser Faktor durch positiv geladene Teilchen gegeben ist, wird die weitere Untersuchung lehren.

Fig. 3.



Die elektrostatische Ablenkung wurde durch das Anlegen eines negativen Potentials an die Hilfselektrode *E* (Fig. 2a) herzustellen versucht.

Das Ergebnis war, daß der bei isoliertem *E* den ganzen Ansatz ausfüllende Strom der Teilchen anscheinend[1]) am oberen Teile der Elektrode bereits zum Auftreffen auf die Oberfläche derselben veranlaßt wurde.

Es entstand auf der Elektrode ein heller Fleck in der Lage und von der Gestalt, wie in Fig. 4 wiedergegeben ist.

Der Fleck diente anscheinend als Strahlungsquelle für andere Teilchen, welche an der gegenüberliegenden Glaswand

---

[1]) Die Deutung der Erscheinung als Anziehung ist nicht ohne weiteres vor der Durchführung eines in der nötigen Sorgfalt hergestellten Versuches zulässig.

der Röhre eine bläuliche Fluoreszenz [1]) verursachten, und zwar war der Fluoreszenzfleck an der Glaswand kleiner, jedoch in der Gestalt ähnlich demjenigen an der Elektrode. Er ergibt sich als die Schnittkurve der auf der Oberfläche der zylinderförmig gekrümmten Elektrode von der Peripherie des leuchtenden Fleckes errichteten Normalen mit der Glasröhrenwand.

Die Gestalt des auf der Elektrode entstehenden Fleckes deutet auf das Vorhandensein einer von der Röhrenachse nach den Röhrenwänden zu abnehmenden Geschwindigkeit der hypothetischen, den Gegenstand dieser Mitteilung bildenden Teilchen.

Fig. 4.

Inwiefern die rote Fluoreszenz sich durch die Annahme kanalstrahlenartiger Teilchen in der jedenfalls sauerstoffreichen Gasfüllung der Röhre erklären läßt, oder ob man es hier mit Trägern der positiven Ladungen von größerem $\frac{e}{m}$ zu tun hat, muß die nähere Untersuchung zeigen.

Ich behalte mir daher vor, demnächst quantitative Angaben über die Größe der magnetischen und elektrostatischen Ablenkung zu veröffentlichen.

Es möge hier noch eine Beobachtung wiedergegeben werden, die vielleicht nicht ohne einen gewissen Zusammenhang mit dem oben Mitgeteilten ist. Bekanntlich sinkt die Temperatur der positiven Lichtsäule bei abnehmendem Drucke, falls der Entladungsstrom konstant gehalten wird. Hand in Hand damit sinkt auch das Potentialgefälle [2]) in der positiven Lichtsäule. Es ist mir nun aufgefallen, daß dieses Verhalten nur bis zu einem gewissen Drucke von der Größenordnung von etwa 0,001 mm Hg gilt — nachher steigt die Temperatur der Entladungsröhre schnell mit abnehmendem Drucke. Da hingegen die Entladungsstromstärke bei konstant gehaltener Spannungsdifferenz an den Elektroden mit unter die erwähnte Größenordnung des Druckes getriebener Evakuation rasch sinkt, so ist es wohl anzunehmen, daß das Potentialgefälle in der positiven Lichtsäule mit abnehmendem

[1]) Diese Fluoreszenz hatte eine mit der in der unmittelbaren Umgebung der Anode auftretenden auffallend übereinstimmende Farbe.

[2]) Herz, Wied. Ann. 54, 49, 1898.

Drucke zunächst ein Minimum erreicht, um dann sehr rasch anzusteigen. Dieses weist aber darauf hin, daß es nicht ausschließlich die von der Oxydelektrode emittierten Elektronen sind, welche, wie vielfach angenommen wird, die Entladung im hohen Vakuum bewirken, sondern daß es für die Elektrizitätsleitung unter den erwähnten Umständen sehr wesentlich auf einen zweiten Faktor ankommt, der vielleicht durch die rote Fluoreszenz dem Auge bemerkbar gemacht wird.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. Dr. O. Wiener für das den Untersuchungen entgegengebrachte Interesse meinen besten Dank auszusprechen.

Leipzig, Physik. Institut der Universität, 15. November 1906.

Nachtrag (eingegangen 4. Dezember 1906): Die rote Fluoreszenz bleibt bestehen, wenn man durch Kühlen vermittelst flüssiger Luft die Quecksilberdämpfe und organischen Verunreinigungen entfernt und so das äußerste erreichbare Vakuum mit der Quecksilberluftpumpe herstellt. Die Fluoreszenz zeigt im Spektroskop eine rote Bande und keine Natriumlinien. Auch hier ist sie im erwähnten Sinne scheinbar umgekehrt wie gleichgerichtete Kathodenstrahlen magnetisch ablenkbar.

Ergänzung (eingegangen 7. Dezember 1906): Schaltet man bei entsprechend hergestelltem Vakuum in Fig. 2a eine Metallblende von 1,5 mm Öffnung vor den die Hilfselektrode enthaltenden Ansatz, so tritt durch diese Öffnung ein einem Kathodenstrahlenbündel ähnliches Gebilde, welches durch das Annähern eines Stahlmagneten in einen im Sinne der Kathodenstrahlen und einen zweiten etwas weniger kräftig im umgekehrten Sinne abgelenkten Strahl zerfällt. Dieser zweite Strahl wird vermutlich der Träger der Ursache der kirschroten Fluoreszenz sein. Eine entsprechende elektrostatische Ablenkung ist auch beobachtet worden.

Bemerkung zu der vorstehenden Mitteilung des Herrn Lilienfeld.

(Vgl. oben S. 597.)

Zu dieser Mitteilung des Herrn LILIENFELD bemerkte Herr GOLDSTEIN, daß eine geordnete Bewegung im positiven Lichte GEISSLERscher Röhren von ihm schon vor längerer Zeit ausführlich beschrieben sei [1]). Die Versuche wurden wie bei Herrn LILIENFELD teils an gekrümmten, teils an T-förmigen Röhren angestellt. Sie führten zu dem Schluß, daß das positive Licht stark verdünnter Gase aus geradlinigen Strahlen besteht, welche sich von der Kathodenseite nach der Anodenseite fortpflanzen. Diese Strahlen zeigen qualitativ das Verhalten von Kathodenstrahlen, besitzen jedoch viel geringere magnetische Steifigkeit als die Strahlen metallischer Kathoden. Als Stromquelle diente ein Induktorium. Ob durch die von Herrn LILIENFELD benutzten Ströme bzw. Stromintensitäten außer diesen wie bewegte negative Teilchen sich verhaltenden Strahlen nicht noch andere Strahlungserscheinungen („positive Teilchen“) erkennbar gemacht werden können, sei a priori natürlich nicht zu beurteilen. Redner regt an, daß Herr LILIENFELD seine Versuche der Gesellschaft vorführe.

[1]) E. GOLDSTEIN, Wied. Ann. 12, 104 ff. u. 249 ff., 1880.

Über die anomale Dispersion in der positiven Lichtsäule der Glimmentladung;

von J. E. Lilienfeld.

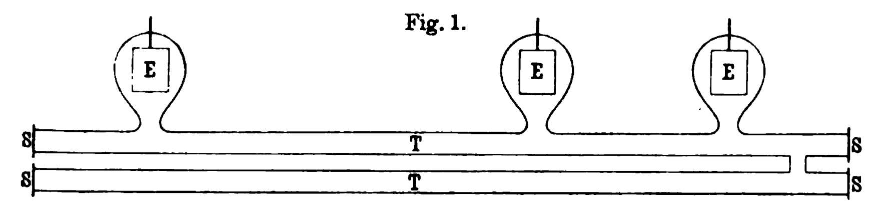
(Vorgelegt in der Sitzung vom 16. November 1906.)

(Vgl. oben S. 597.)

Die Tatsache, daß die von GEISSLER-Röhren emittierten Spektrallinien in der Regel unumkehrbar sind, ist längst bekannt und auch vielfach bestätigt worden.

Tatsächlich sind diese Linien mit Ausnahme einiger weniger von ganz besonderen Umständen (meistens von der durch Verdampfen eines Metalls, z. B. Na, stellenweise auftretenden größeren Dampfdichte) bedingten Fällen unumkehrbar. Der durch das obige Verhalten festgelegte Mangel des gegenseitigen Beeinflussens der emittierenden Elektronenschwingung und der in Form eines Lichtstrahles durch das nämliche Medium durchgesandten elektromagnetischen Schwingung von gleicher Frequenz legt die Frage

Fig. 1.



nahe, ob in den in Betracht kommenden Fällen die Anwendung möglichst verfeinerter Hilfsmittel das Vorhandensein einer anomalen Dispersion nachweisen würde.

Der Versuch wurde vermittelst der Bestimmung der Lichtgeschwindigkeit in der positiven Glimmlichtsäule für homogenes Licht verschiedener Spektralbereiche durchgeführt. Die angewandte Methode war die der Beobachtung von Interferenzstreifen, welche an den zwei planparallelen Platten eines JAMINschen Interferenzialrefraktors entstanden.

Die beiden zur Interferenz gelangenden Strahlen durchsetzten je eine von den beiden parallelen 10 mm weiten Röhren T (vgl. die Figur), deren beide Enden luftdicht durch angekittete Spiegel-

glasplatten S verschlossen waren. Beide Röhren waren an dasselbe Vakuum angeschlossen.

In einer von ihnen konnte vermittelst der drei in der Figur angedeuteten Elektroden E die Entladung hervorgerufen und in verschiedener Länge bei gleicher Intensität des Entladungsstromes untersucht werden.

Der Entladungsstrom wurde bis zur Stärke von 50 Milliampere von zwei Gleichstrommaschinen zu je 5000 Volt der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke geliefert. Das zur Interferenz gebrachte Licht war teilweise das von einer HERÄUSschen Quecksilberlampe erzeugte, zum Teil das durch einen Monochromator von großer Dispersion (einem STRAUBEschen Kompensator der Firma C. ZEISS in Jena) durchgesandte Licht einer Nernstlampe. Die Lichtstrahlen wurden vor dem Eintritt in den Monochromator annähernd parallel gemacht. Das zu diesem Zwecke verwendete photographische Objektiv war mit einer Irisblende versehen und gestattete es in Verbindung mit einem feinen, zwischen dem Monochromator und der ersten Platte des Interferenzialrefraktors in den Strahlengang eingeschalteten Spalte, das parallele Lichtstrahlenbündel nach Belieben auf die der Achse des Entladungsrohres nächstliegende Umgebung zu beschränken.

Zur Beobachtung der Interferenzstreifen wurde ein Fernrohr von geringer Vergrößerung benutzt.

Das Ergebnis der Versuche läßt sich kurz darin zusammenfassen, daß die Beeinflussung der Lichtgeschwindigkeit in einem lumineszierenden Gase merklich nur von der durch den elektrischen Strom hervorgerufenen Erwärmung und nicht im geringsten von der Lumineszenz des Gases bedingt wird.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen, welche proportional der Länge der von den Lichtstrahlen durchsetzten Glimmlichtsäule unter sonst gleichen Bedingungen war, betrug im günstigsten Falle (8 mm Druck bei 40 Milliampere Entladung) noch nicht zwei Streifenbreiten für rotes Licht der Umgebung von H_α; sie ging nach der Unterbrechung der Entladung mit der Abkühlung der Gefäßwände allmählich zurück.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen war sowohl beim Linienspektrum des Wasserstoffs und Sauerstoffs als auch bei dem Bandenspektrum des Stickstoffs in allen Spektralbereichen

gleichwertig, auch ein in Betracht kommendes Unscharfwerden der Interferenzstreifen konnte in keinem Falle beobachtet werden.

Selbst die durch Erwärmen von Quecksilber im Vakuum mit großer Intensität hervorgerufene grüne Quecksilberlinie beinflußte das von der Quecksilberlampe gelieferte Licht gleicher Schwingungsdauer nicht im geringsten. Eine merkliche Verbreiterung der Streifen war auch hier nicht zu beobachten.

Die Genauigkeit der Versuche kann bei der maximalen Länge des Glimmlichts von 40 cm und einer recht helles Licht liefernden Stärke des Entladungsstromes dahin präzisiert werden, daß die Abwesenheit einer gegen die des gleichtemperierten Gases verschiedenen Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes im lumineszierenden Gase soweit nachgewiesen ist, daß das Verhältnis der beiden Größen im ungünstigsten Falle bis auf Fehler von der Größenordnung 10^{-7} gleich 1 gesetzt werden kann für sämtliche Wellenlängen. Die Erklärung dieser beiden Hand in Hand gehenden Tatsachen: Unumkehrbarkeit der Linien und Abwesenheit der anomalen Dispersion, kann in folgendem gesucht werden.

Eine bestimmte vom Auge subjektiv festgestellte Intensität des von einem Gase emittierten Lichtes kann objektiv auf zwei verschiedenen Wegen erreicht und beide Male von dem Auge als genau gleich empfunden werden. Es können erstens viele Emissionszentren mit kleiner Schwingungsamplitude oder zweitens weniger Zentren [1]) mit entsprechend großer Schwingungsamplitude an der Lichtemission beteiligt sein.

Im ersten Falle wird der das Medium durchsetzende Lichtstrahl auf seinem Wege genügend mitschwingende Felder treffen, um in seiner Geschwindigkeit beeinflußt zu werden, während er im zweiten Falle von den wenigen durchsetzten Emissionszentren nicht meßbar wird beeinflußt werden können.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. Dr. O. Wiener für das den Untersuchungen erwiesene Interesse meinen besten Dank auszusprechen.

Leipzig, Physik. Institut der Universität, 1. November 1906.

---

[1]) Auf eine kleine Anzahl der emittierenden Zentren läßt auch das Verhalten des Zeemaneffektes schließen, vgl. E. Gehrcke und O. v. Baeyer, diese Verh. 8, 404, 1906.

Über die Emanation des Phosphors;

von G. C. Schmidt.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 2. November 1906.)

(Vgl. oben S. 567.)

---

§ 1. Einleitung. Die Tatsache, daß in der Nähe von feuchtem sich oxydierenden Phosphor die Luft zu einem Leiter wird, wurde bereits im Jahre 1855 von MATTEUCCI[1]) entdeckt. Spätere Untersuchungen zeigten, daß die Leitfähigkeit der Luft aufhört, wenn die Oxydation des Phosphors verhindert wird, z. B. dadurch, daß man Terpentindämpfe (NACCARI[2]) oder Leuchtgas (ELSTER und GEITEL[3]) oder Stickstoff, Kohlensäure oder Wasserdampf (SCHMIDT[4]) gegen den Phosphor bläst.

Die Herren ELSTER und GEITEL[3]) wiesen zuerst auf die Möglichkeit hin, daß die nebelförmigen Oxydationsprodukte des Phosphors die Elektrizitätsübertragung bewirken könnten; da ähnliche Nebel, wie z. B. solche von Chlorammonium, die Luft jedoch nicht leitend machten, so zogen sie den Schluß, daß die Elektrizitätsübertragung nicht durch die Nebelteilchen erfolge, sondern in derselben Art wie in Flammengasen vor sich gehe.

Inzwischen war die Ionentheorie ausgebildet worden und hatte ihre große Fruchtbarkeit in den verschiedensten Teilen der Elektrizitätslehre gezeigt. Auf Grund derselben suchte BARUS[5]) die Erscheinungen bei der Oxydation des Phosphors zu erklären. Er fand das wichtige Ergebnis, daß hier bis 500 Volt, also Feldstärken, bei denen in röntgenisierter Luft schon längst der Sättigungsstrom erreicht ist, die Stromstärke mit wachsender elektromotorischer Kraft immer noch anwächst. Im übrigen

---

[1]) MATTEUCCI, Encyclopaedia Britannica 8, 622, 1855.
[2]) J. NACCARI, Atti di Torino 25, 252, 1890.
[3]) J. ELSTER und GEITEL, Wied. Ann. 39, 324, 1890.
[4]) G. C. SCHMIDT, Phys. ZS. 3, 475, 1902.
[5]) BARUS, Smithsonian Contributions 1901; Ann. d. Phys. (4) 11, 1142, 1903; Science 11, 201, 1900; 13, 501, 1901; Phys. Rev. 10, 257, 1900; Phil. Mag. (6) 2, 40, 391, 477, 1901; 3, 80, 1902.

zeigten sich die Verhältnisse äußerst verwickelt, so daß es BARUS nicht gelang, einfache Beziehungen aufzufinden und die bis dahin gefundenen Tatsachen auf Grund der Elektronentheorie befriedigend zu erklären.

In einer Arbeit über die chemischen Wirkungen der Kathodenstrahlen hatte ich [1]) nachgewiesen, daß diese starke chemische Wirkungen ausübten und zwar, daß sie stets reduzierend wirkten. Es schien mir nun nicht ausgeschlossen, daß auch der umgekehrte Effekt, nämlich auf chemischem Wege Kathodenstrahlen bzw. Elektronen zu gewinnen, sich experimentell realisieren lassen müsse. Da nun bekannt war, daß Phosphor die Luft zu einem Leiter mache, so glaubte ich anfangs, daß dies von den vom Phosphor ausgesandten Kathodenstrahlen herrühre. Diese Vermutung schien mir um so wahrscheinlicher, als schon sehr frühzeitig CLAUSIUS [2]), VAN 'T HOFF [3]) u. a. gewisse bei der Oxydation des Phosphors auftretende eigentümliche, chemische Prozesse [4]) auf elektrische Vorgänge zurückgeführt hatten.

Ich erwartete somit bei der Oxydation des Phosphors Ionen zu erhalten und suchte daher zunächst die die Ionen bildenden Vorgänge genauer zu untersuchen [5]). Als solche kamen in Betracht: 1. ultraviolettes Licht oder eine neue Art von Strahlen, die bei der Oxydation entstehen können, 2. der Oxydationsvorgang selbst, so daß Phosphorluft als Flammengas aufzufassen wäre, und 3. die Dissoziation des zur Oxydation verbrauchten Sauerstoffs in Atome. Auf Grund einer Reihe von Versuchen kam ich aber zu dem Ergebnis, daß die Leitfähigkeit der Luft überhaupt nicht durch die Bildung von Ionen hervorgerufen werde, daß sie vielmehr nur eine scheinbare sei, welche von der Konvektion der Elektrizität durch die festen nebelförmigen, leitenden Oxydationsprodukte herrühre. Diese Auffassung stand im Gegensatze zu der aller früheren Beobachter auf diesem Gebiete; ihr ist von verschiedener Seite, namentlich von HARMS [6]),

---

1) G. C. SCHMIDT, Ann. d. Phys. (4) 7, 921, 1902.
2) CLAUSIUS, Pogg. Ann. 103, 644, 1858; 121, 250, 1864.
3) VAN 'T HOFF, ZS. f. physik. Chem. 16, 411, 1895.
4) EWAN, ZS. f. physik. Chem. 16, 321, 1895.
5) G. C. SCHMIDT, Physik. ZS. 3, 479, 1902.
6) HARMS, Physik. ZS. 4, 111, 1902; 4, 436, 1903; 5, 93, 1904; Würzburger Habilitationsschrift 1904.

Bloch [1]), Elster und Geitel [2]) widersprochen. Ich habe meine Versuche infolgedessen wieder aufgenommen, erweitert und eine große Anzahl von neuen angestellt, um womöglich eine Entscheidung in dieser Streitfrage zu fällen. Ich bemerke gleich, daß ich wieder zu genau demselben Ergebnis gekommen bin wie in meiner ersten Arbeit, nämlich, daß die durch die Phosphoroxydation hervorgerufene Leitfähigkeit nur eine scheinbare ist und von den gutleitenden, nebelförmigen Phosphorsäuren herrührt. Ich hoffe sogar, diesmal den positiven Beweis dafür beibringen zu können, daß, wenn überhaupt Ionen bei der langsamen Oxydation entstehen, ihre Zahl verschwindend ist. Die gute Leitfähigkeit kann der Luft sogar ohne einen Oxydationsprozeß nur dadurch, daß man Phosphorsäuren in der Luft suspendiert, erteilt werden, woraus auch mit Sicherheit hervorgeht, daß nicht die Ionen es sind, welche die Luft zu einem Leiter machen, sondern tatsächlich die festen gutleitenden Phosphorsäuren.

Wenn ich im folgenden meine Versuche ausführlicher schildere, als das sonst meine Gewohnheit ist, so geschieht das, weil die Differenzen in den Beobachtungen der einzelnen Forscher noch sehr groß sind und es daher darauf ankommt, genau die Bedingungen festzulegen, unter denen ein Versuch verläuft, so wie er beschrieben wird. Dazu kommt aber noch ein anderer Umstand, weswegen ich durch viele Beobachtungsreihen meine Resultate zu erhärten suchen werde. Die Oxydation des Phosphors erfolgt nicht ganz regelmäßig, infolgedessen weichen auch die verschiedenen Beobachtungsreihen etwas voneinander ab. Unter diesen Umständen kann man nur einen sicheren Schluß ziehen, indem man nachweist, daß dieser Schluß sich nicht gründet auf eine zufällige Beobachtungsreihe, sondern durch alle ausnahmslos erhärtet wird.

§ 2. Theorie von Bloch und Harms. Herr Bloch hat zuerst nachgewiesen, daß, wenn man die in Berührung mit dem sich oxydierenden Phosphor stehende Luft scharf trocknet, man einen Sättigungsstrom erhält. Hieraus schließt er, daß Ionen bei der Oxydation entstehen, welche die Luft leitend machen, und in einer Reihe von Arbeiten, die er in den Annales de chimie et

---

[1]) Bloch, C. R. 135, 1324, 1902; 137, 1040, 1903.
[2]) Elster und Geitel, Physik. ZS. 4, 457, 1903.

physique zusammengefaßt hat, hat Herr BLOCH die Ionenkonstanten zu ermitteln gesucht. Auf die Frage, weswegen alle anderen Beobachter keinen Sättigungsstrom erhalten haben, geht er nicht weiter ein und ebensowenig wird die Frage nach der Bedeutung des Phosphornebels diskutiert. Kurz zusammengefaßt besteht die Theorie von Herrn BLOCH in folgendem: Bei der Oxydation des Phosphors entstehen Ionen und zwar solche von kleiner Beweglichkeit.

Viel tiefer in den Mechanismus der Erscheinung sucht Herr HARMS einzudringen. Seine Ansichten haben im Laufe der Zeit mehrfach gewechselt. Zunächst sucht er experimentell nachzuweisen, daß tatsächlich bei der Oxydation des Phosphors Ionen entstehen. Als Beweis hierfür wird in erster Linie die Art der Abhängigkeit der Stromstärke von der elektromotorischen Kraft angeführt. Wie nämlich bei allen anderen leitenden Gasen, so wächst auch bei der Phosphorluft die Stromstärke zunächst, dem OHM schen Gesetz entsprechend, proportional der elektromotorischen Kraft, bei höheren elektromotorischen Kräften wächst die Stromstärke langsamer und wird schließlich von der elektromotorischen Kraft unabhängig (Sättigungsstrom). Aus weiteren Versuchen ergibt sich, daß die in der Phosphorluft enthaltenen Ionen sich von den gewöhnlichen Gasionen durch ihre viel kleinere Beweglichkeit unterscheiden und daß die Beweglichkeit mit zunehmendem Alter der Ionen abnimmt. Die Molisierungsgeschwindigkeit ist kleiner als die der Gasionen. Herr HARMS findet für K_2/E den Wert 1400, während BLOCH den Wert 3 findet; der große Unterschied der beiden Werte wird auf das verschiedene Alter der Ionen zurückgeführt.

Alle diese experimentell gefundenen Tatsachen werden folgendermaßen erklärt: infolge der Phosphoroxydation wird das umgebende Gas ionisiert; die so entstandenen Ionen sind wahrscheinlich gewöhnliche Gasionen mit den diesen entsprechenden Beweglichkeiten. In dem von Nebelteilchen erfüllten Gasraume werden aber allmählich immer mehr von den ursprünglich „freien" Ionen mit Nebelteilchen beschwert; ein immer größer werdender Bruchteil der überhaupt vorhandenen Ionen wird also geringere Beweglichkeit erhalten; die mittlere Beweglichkeit der Ionen, die also stets aus freien und mit Nebelteilchen beschwerten Ionen

bestehen, wird dadurch mit zunehmendem Alter der Ionen abnehmen.

Herr HARMS hat ferner das Verhältnis der verbrauchten Sauerstoffmoleküle zu den gebildeten Ionen ermittelt; es ergab sich hierbei, daß stets acht Millionen Sauerstoffmoleküle verbraucht werden müssen, bis ein Ionenpaar gebildet wird. Dieses befremdliche Resultat veranlaßte Herrn HARMS, die Theorie aufzustellen, daß nicht die Oxydation an sich, sondern eine sekundär mit der Phosphoroxydation verknüpfte Reaktion die Ionen liefere. Als solche wurde zuerst die Bildung und Zerfall von Ozonmolekülen angesehen [1]). Auf meinen Hinweis [2]), daß die beim Zerfalle des Ozons auftretende Leitfähigkeit von ganz anderer Größenanordnung ist als die durch Phosphor der Luft erteilte Leitfähigkeit, hat Herr HARMS diese Erklärung modifiziert.

„Gewisse Beobachtungen legen die Vermutung nahe, daß Ozonisierung und Ionisierung zwei Begleiterscheinungen desselben Vorganges sind, die also nur dadurch zusammenhängen, daß sie eine gemeinsame Ursache haben. Dem Verfasser erscheint es, entgegen seiner früheren Ansicht, am wahrscheinlichsten, daß bei der die Oxydation begleitenden Lichterscheinung auch ultraviolette Strahlen auftreten, die ihrerseits sowohl ionisierend als auch ozonisierend wirken; doch sind Versuche, diese ultraviolette Strahlung anderweitig nachzuweisen, fehlgeschlagen. Als Stütze dieser Anschauung können nur die WARBURGschen Ansichten über die Bildung des Ozons in Ozonisatoren angeführt werden, die den photo- und kathodochemischen Wirkungen zugerechnet wird. Jedenfalls kann die Leitfähigkeit der Phosphorluft nicht von der Zersetzung des nach RICHARZ und SCHENCK „radioaktiven" Ozons herrühren, da die Ionisation in Zersetzung begriffenen Ozons, wenn überhaupt vorhanden, von ganz anderer Größenordnung ist als die der Phosphorluft [3])."

Inzwischen ist ebenfalls von Herrn E. MEYER und E. MÜLLER [4]) nachgewiesen, daß die durch die Phosphoroxydation der Luft erteilte

---

[1]) HARMS, Phys. ZS. 5, 95, 1904; Würzburger Habilitationsschrift 1904.
[2]) G. C. SCHMIDT, Phys. ZS. 5, 445, 1904.
[3]) HARMS, Jahrb. d. Radioaktivität 1904.
[4]) E. MEYER u. E. MÜLLER, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 332, 1904.

Leitfähigkeit sehr viel größer ist als die beim Zerfall des Ozons auftretende.

Die neue Hypothese von Herrn Harms, daß ultraviolettes Licht eine Rolle spielen soll, scheint mir keine glückliche zu sein. Abgesehen davon, daß man keine Erklärung aufbauen soll auf eine Erscheinung, die trotz vieler Versuche nicht nachgewiesen ist, scheint mir besonders eine Tatsache gegen diese neue Erklärung zu sprechen. Wir wissen, daß durch ultraviolette Strahlung besonders negativ geladene Körper entladen werden, positiv geladene dagegen kaum. Bringen wir daher eine mit dem Elektrometer verbundene Sonde in die Nähe des sich oxydierenden Phosphors und laden das Ganze negativ, so wäre durch die ultraviolette Strahlung eine viel stärkere Entladung zu erwarten als bei positiver Entladung. Direkte Versuche ergeben aber keinen Unterschied. Auch andere frühere Versuche von mir sprechen dagegen, daß die Strahlung einen nennenswerten Einfluß ausübt[1]). Auch die Herren Elster und Geitel sind schon im Jahre 1890 zu dem Schlusse gekommen, daß „an einen auf Emission ultravioletten Lichtes zurückführbaren Einfluß nicht gedacht werden könne“. Dieses Ergebnis ist durch neuere Versuche der Herren E. Meyer und E. Müller[2]) bestätigt worden.

Fassen wir die Theorie des Herrn Harms zusammen, so lautet sie etwa folgendermaßen: Bei der Oxydation des Phosphors entstehen Ionen und zwar zunächst freie Ionen; dieselben lagern sich zum Teil an den Phosphorsäurenebel an, dadurch wird ihre Beweglichkeit mit der Zeit kleiner. Der Mechanismus der Entstehung der Ionen ist noch nicht aufgeklärt.

§ 3. Meine Theorie. Im Gegensatze zu allen anderen Forschern auf diesem Gebiete nehme ich an, daß bei der langsamen Phosphoroxydation keine Ionen oder nur so wenige entstehen, daß sie für Erklärung der der Luft erteilten Leitfähigkeit gar nicht in Betracht kommen. Bei der Oxydation entstehen vielmehr zunächst die Oxyde des Phosphors, welche nicht leiten; erst durch Hinzutritt von Wasser verwandeln dieselben sich in die gut leitenden Phosphorsäuren, welche jetzt die Elektrizität konvektiv wegführen. Bei dem ganzen Prozeß spielt somit

---

[1]) G. C. Schmidt, Phys. ZS. 2, 476, 1902.

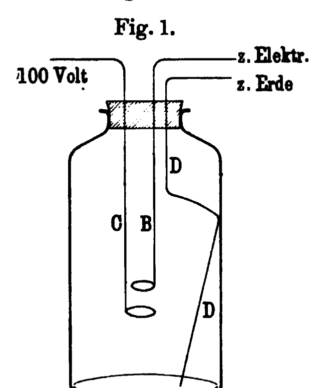
[2]) E. Meyer und E. Müller, Verh. D. Phys. Ges. 6, 332, 1904.

das Wasser die Hauptrolle. Auf Einzelheiten meiner Erklärung werde ich in den einzelnen nachfolgenden Paragraphen eingehen. Dabei werde ich auch versuchen, alle Einwände, welche gegen meine Theorie erhoben worden sind, zu entkräften und nachzuweisen suchen, daß meine Theorie alle beobachteten Erscheinungen zusammenfaßt.

§ 4. Versuche über die Leitfähigkeit von trockenem P_2O_5-Nebel. Wie im vorigen Paragraphen auseinandergesetzt, habe ich die Leitfähigkeit auf die festen, gut leitenden Phosphorsäureteilchen zurückgeführt. Die Phosphoroxyde sollten dagegen nicht leiten. Um dies zu prüfen, wurde folgender Versuch gemacht:

Eine Flasche von 10 Liter Inhalt wurde oben durch einen dreifach gebohrten Gummistopfen geschlossen. Durch die zwei Durchbohrungen führten zwei durch Glas und Siegellack wohlisolierte Eisenstäbe *B* und *C*, an denen unten kleine Eisenteller von 3 cm Durchmesser angelötet waren. Durch die dritte ging ein dauernd mit der Erde verbundener Draht *D*. Die Flasche war mit Stanniol innen belegt und sorgfältig getrocknet. Die Belegung war durch *D* mit der Erde verbunden. Es wurde nun *C* mit dem positiven bzw. negativen Pol einer vielpaarigen Batterie verbunden, während *B* mit einem empfindlichen Quadrantelektrometer kommuniziert. Dieses ist, während die oben genannte Verbindung hergestellt wird, zur Erde abgeleitet. Hebt man nun, nachdem *C* durch die Säule auf konstantes Potential geladen ist, die Erdleitung des Elektrometers auf, so mißt der Ausschlag des letzteren das Quantum Elektrizität, das in einem gegebenen Zeitintervall die Luftschicht zwischen *C* und *B* durchströmt. Damit keine Elektrizität von *C* nach *B* direkt überströmt, wurden der mit dem Elektrometer verbundene Eisenstab *B* und der zur Batterie führende Stab *C* in zur Erde abgeleitete Metallrohre isoliert eingekittet. Das benutzte Elektrometer war das DOLEZALEKsche. Der ganze Apparat befand sich in einem FARADAYschen Käfig und war somit gegen elektrostatische Einflüsse geschützt.

Fig. 1.



Nachdem die Flasche sorgfältig durch P_2O_5 getrocknet war, wurde durch eine Öffnung im Stopfen ein kleiner Löffel mit brennendem Phosphor eingeführt. Dicker Rauch füllte die Flasche und drang aus der Öffnung heraus, so daß während der kurzen Zeit, daß die Flasche mit der Außenluft in Berührung stand, kaum Feuchtigkeit hineindringen konnte. Unmittelbar nach der Verbrennung wurde die Leitfähigkeit von Zeit zu Zeit gemessen. Die Resultate gibt die folgende Tabelle, in der *Z* die Zeit nach Beginn des Versuches, *A* der Ausschlag des Elektrometers in einer Minute und π die benutzte Spannung bedeutet.

Tabelle I.

π = 200 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,2 Volt = 130 Skalenteile.

Z	*A*	*Z*	*A*	*Z*	*A*
0 Min.	172 [1]	30 Min.	2	210 Min.	2
2	4	45	7	270	0
4	2	60	6	330	4
6	—8	75	3	390	0
13	—4	90	7	450	4
18	10	150	0	1650	2
25	4				

Der Versuch wurde jetzt variiert und zwar insofern, als der Phosphor in eine Porzellanschale am Boden des Gefäßes gebracht und dort durch einen heißen Glasstab entzündet wurde. Jetzt wurde die Leitfähigkeit noch während des Verbrennens gemessen.

Tabelle II.

π = 400 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 118 Skalenteile.

Z	*A*	*Z*	*A*	*Z*	*A*
0 Min. [2]	∞	8 Min.	3	22 Min.	1
2 [3]	196	11	0	37	0
4	34	14	2	42	2
6	11	17	—2	62	6

[1]) Der Versuch wurde unmittelbar nach der Verbrennung begonnen.

[2]) Phosphor brennt auch. Das ∞-Zeichen bedeutet, daß die Leitfähigkeit zu groß war, als daß sie gemessen werden konnte. Das Elektrometer schlug sofort aus dem Gesichtsfelde.

[3]) Unmittelbar nach Beendigung der Verbrennung.

Versuche mit einem Apparate wie Fig. 2 ergaben das Gleiche.

Aus diesen Beobachtungsreihen ergibt sich:

1. Während der Verbrennung des Phosphors leitet die Luft sehr gut.

2. Sehr kurze Zeit nach Beendigung der Verbrennung (nach zwei bis drei Minuten), während noch dicker Nebel in der Luft schwebt, ist eine Leitfähigkeit nicht mehr nachzuweisen.

Über die Deutung dieser Versuche wird, glaube ich, kaum ein Streit bestehen. Der Phosphor verbrennt mit Flamme und wie bei allen Flammen wird man die hier auftretende Leitfähigkeit der Luft auf Ionen zurückführen. Diese Ionen bzw. Elektronen lagern sich zum Teil an die Nebelteilchen an und andere vereinigen sich miteinander. Hierdurch verschwindet die Leitfähigkeit sehr schnell.

Jedenfalls geht aus diesen Versuchen hervor, daß der Nebel, welcher aus Phosphoroxyden besteht, die Luft nicht zu einem Leiter macht. Dies Ergebnis versteht sich eigentlich von selbst, denn da wir wissen, daß die Oxyde des Phosphors absolute Nichtleiter sind, so können sie durch ihre Gegenwart, durch ihr Schweben in der Luft, die letztere nicht leitend machen.

§ 5. Versuche über die Leitfähigkeit von feuchtem P_2O_5-Nebel. Ganz anders verhält sich der Phosphoroxydnebel, wenn man ihm Gelegenheit gibt, sich mit Wasser zu vereinigen. Er macht dann die Luft zu einem Leiter und selbst bei den geringsten Spannungen verliert ein Elektroskop seine Ladung. Zur Anstellung dieser Versuche wurde derselbe Apparat wie in Fig. 1 genommen, nur wurde statt des Stanniols die Wand mit einer verdünnten Salzlösung bedeckt, die zur Erde abgeleitet war. Brachte man brennenden Phosphor hinein, so erfüllte die Flasche dicker Rauch, der sich allmählich zu Boden senkte. Von den vielen Versuchen in dieser Richtung teile ich mehrere mit (s. Tab. III bis X).

Die Beobachtungsreihen geben ausnahmslos das folgende Bild: in feuchter Luft ist die Leitfähigkeit des Phosphornebels beträchtlich, sie steigt mit der Zeit bis zu einem Maximum, um allmählich auf Null zu sinken. Sobald letzteres eingetreten ist, hat sich der Nebel zu Boden gesenkt und ist der Inhalt der Flasche klar. Man erkennt deutlich den großen Unterschied zwischen

Tabelle III.

π = 520 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 148 Skalenteile.

Z	A	Z	A	Z	A
0 Min.	261 [1])	17 Min.	301	35 Min.	97
3	142	19	278	38	84
5	102	21	263	42	82
7	79	23	228	53	32
9	324	25	191	68	24
11	648	27	173	73	9
13	404	29	154	103	4
15	284	31	126		

Tabelle IV.

π = 280 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 170 Skalenteile.

0 Min.	85	23 Min.	265	72 Min.	61
2	134	25	243	75	52
4	155	27	187	91	39
7	192	29	184	121	54
9	308	31	178	151	22
12	341	35	132	171	12
14	326	39	99	191	10
16	328	43	90	211	3
18	337	51	87	221	1
20	302	56	83	261	0

Tabelle V.

π = 280 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 112 Skalenteile.

0 Min.	74	16 Min.	91	32 Min.	11
2	36	19	78	39	9
6	79	22	42	49	4
8	123	25	23	68	5
12	105	28	16	110	0

Tabelle VI.

π = 160 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 170 Skalenteile.

0 Min.	16	17 Min.	94	45 Min.	31
2	35	19	87	54	28
6	100	22	71	64	20
8	117	25	67	74	11
10	91	28	53	104	1
12	87	33	50	190	0
14	83	38	40		

[1]) Unmittelbar nach der Verbrennung.

Tabelle VII.

π = 160 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,2 Volt = 154 Skalenteile.

Z	A	Z	A	Z	A
0 Min.	104	15 Min.	118	36 Min.	57
2	130	17	172	41	50
4	343	19	145	51	39
6	686	21	117	61	29
8	623	24	89	81	17
10	585	27	82	101	14
13	260	31	64	121	0

Tabelle VIII.

π = 120 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,4 Volt = 284 Skalenteile.

0 Min.	24	20 Min.	174	62 Min.	125
2	32	23	206	79	97
4	82	25	220	97	84
6	111	28	214	112	66
8	145	32	225	127	70
10	150	37	198	162	45
12	145	42	187	190	28
15	146	45	170	250	9
17	156	53	157		

Tabelle IX.

π = 82 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,2 Volt = 185 Skalenteile.

1 Min.	29	20 Min.	138	45 Min.	30
3	31	23	132	50	20
6	38	26	107	60	17
9	52	30	75	70	15
13	76	34	85	80	16
15	93	40	53	95	5
17	118				

Tabelle X.

π = 40 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,2 Volt = 182 Skalenteile.

0 Min.	11	18 Min.	112	38 Min.	33
2	21	22	110	44	26
4	29	25	95	54	16
6	31	30	80	64	8
8	40	32	62	86	3
10	42	34	51	106	1
12	63				
14	98				

trockener und feuchter Luft; in trockener Luft verschwindet die Leitfähigkeit unmittelbar nach der Verbrennung, in feuchter Luft bleibt sie erhalten, solange noch der Nebel vorhanden ist. Wir kommen somit zu dem Ergebnis: Der Raum, in welchem trockene Phosphoroxyde suspendiert sind, ist ein Nichtleiter, der Raum, in welchem neben den Phosphoroxyden zu gleicher Zeit Wasserdampf vorhanden ist, ist ein Leiter und selbst bei den geringsten elektromotorischen Kräften verliert jedes geladene Elektroskop in demselben seine Ladung[1]).

Von der Wirksamkeit des Wasserdampfes kann man sich in der mannigfachsten Weise überzeugen. Hat man in trockener Luft Phosphor verbrannt und bläst man in den nichtleitenden Nebel Feuchtigkeit hinein, so erhält man je nach den Umständen eine größere oder geringere Leitfähigkeit. Diesen Versuch habe ich mehrfach variiert und teile ich von den erhaltenen Beobachtungsreihen nur ein paar Zahlen mit.

Tabelle XI.

Empfindlichkeit des Elektrometers 0,2 Volt = 115 Skalenteile.

Trockenes P_2O_5		Feuchtigkeit hineingeblasen	
EMK	A	EMK	A
0 Volt	0	1140 Volt	Aus dem Gesichtsfelde
500	22	820	" " "
850	20	200	" " "
1140	6	Nach einiger Zeit	
		1140	150
		550	162
		240	131
		160	95
		80	59

[1]) Die Herren Elster und Geitel (Phys. ZS. 4, 460, 1903) haben gegen meine früheren ähnlichen Beobachtungen den Einwand erhoben, daß zu hohe Potentiale angewandt seien, welche keine Entscheidung zulassen, ob Konvektion oder Ionisation. Die vorliegenden, mit niederen Potentialen angestellten Beobachtungen bestätigen die früheren. Da die Beziehung zwischen EMK und i in sehr feuchter Luft eine geradlinige ist, so wird natürlich auch bei noch niederen Potentialen eine Leitfähigkeit der Phosphorsäurenebel enthaltenden Luft zu messen sein. In Tabelle XIII findet sich eine Beobachtungsreihe mit noch niederen Potentialen.

Ähnliche Beobachtungsreihen befinden sich in § 6; ferner enthält meine frühere Abhandlung[1]) eine Reihe von Beobachtungen, welche beweisen, daß die Oxyde des Phosphors die Luft, in der sie schweben, zu einem Leiter machen, wenn man Feuchtigkeit hinzubringt.

Die Erklärung für die einzelnen Beobachtungsreihen ist sehr einfach: Die Phosphorsäuren sind gute Leiter der Elektrizität, die Oxyde des Phosphors dagegen Nichtleiter. Wird nun Phosphor verbrannt, so entstehen zunächst die nichtleitenden Oxyde, sorgt man dafür, daß Feuchtigkeit hinzukommt, so verwandeln sie sich in die gut leitenden Säuren und jetzt wird die Elektrizität konvektiv weggeführt wie bei dem bekannten Versuche des Korkkugeltanzes. Auch das Ansteigen und nachherige Abfallen der Leitfähigkeit in den Tabellen II bis X erklärt sich sehr einfach. Beim Verbrennen des Phosphors in mit Feuchtigkeit gesättigter Luft verwandeln sich die Oxyde nur spurenweise anfangs in Säuren. Der Raum zwischen den beiden Platten ist also fast ausschließlich von nichtleitenden Oxyden erfüllt, infolgedessen ist auch die Leitfähigkeit eine geringe. Die von den Wänden und dem Boden verdampfende Flüssigkeit wird sofort von den anliegenden Teilchen in Beschlag genommen, so daß die in der Mitte der Flasche befindlichen Platten während längerer Zeit mit Säuren nicht in Berührung kommen. Mit der Zeit verwandeln sich immer mehr Teilchen in Säuren, die Leitfähigkeit nimmt zu. Zu beachten ist hierbei ferner, daß die nichtleitenden Oxydteilchen der Bewegung der leitenden Teilchen einen Widerstand entgegensetzen. Bläst man in die Flasche oder schüttelt sie, so steigt die Leitfähigkeit rapide, indem jetzt die in der Nähe der Wandungen befindlichen Säuren in die Mitte getrieben werden. Allmählich beim zu Boden fallen der festen Teilchen nimmt die Leitfähigkeit ab.

Wie diese Versuche nach der Elektronentheorie zu erklären sind, das überlasse ich den Anhängern derselben ausfindig zu machen. Jedenfalls wird dies nicht ohne neue Hypothesen möglich sein, da bisher in keiner der veröffentlichten Theorien das Wasser auch nur die geringste Rolle spielt.

---

[1]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 10, 719, 1903.

§ 6. Bildung des leitenden Phosphorsäurenebels ohne Oxydation. Ist meine Erklärung richtig, daß die Leitfähigkeit der mit sich oxydierendem Phosphor in Berührung stehenden Luft von der Gegenwart von Phosphorsäuren herrührt, so muß es umgekehrt gelingen, jede Luft zu einem Leiter zu machen, indem man Phosphorsäuren darin suspendiert. Dies gelingt leicht nachzuweisen. Mit einem BRAUNschen Elektrometer wurde eine isolierte Scheibe verbunden und auf die letztere trockenes Phosphorsäureanhydrid gelegt; der Abfall betrug in zwei Minuten 30 Volt. Sobald man Wasser darauf spritzte, bildete sich ein Nebel unter Zischen und das Elektrometer sank sofort um 400, 700 usw. Volt; ließ man dagegen Wasser auf das reine Blech tropfen, so war kein Abfall zu beobachten (er betrug ebenfalls nach zwei Minuten 30 Volt).

Fig. 2.

Dieser Versuch läßt sich in überzeugender Weise folgendermaßen anstellen. Auf ein mit dem BRAUNschen Elektrometer verbundenes Blech wird trockene P_2O_5 gebracht. Leitet man auf dasselbe aus siedendem Wasser Dampf darauf, so zerfließt es im Augenblick, ohne daß die geringste Entladung des Elektrometers eintritt. Wiederholt man den Versuch, indem nur ein Tropfen Wasser auf das P_2O_5 fällt, so bildet sich der Nebel und sofort tritt vollständige Entladung ein.

Der Versuch ist äußerst einfach anzustellen und beweist schlagend, daß der Phosphorsäurenebel die Luft zu einem Leiter macht.

Diese Versuche wurden auf andere Weise bestätigt, und zwar mit Hilfe des RUTHERFORDschen Apparates, den auch Herr HARMS stets für seine letzteren Versuche benutzt hat.

In ein Rohr von 20 mm Länge und etwa 6 cm Weite (Fig. 2) wird ein Drahtnetz D gebracht, welches die eine Elektrode bildete und zu dem einen Pol einer Batterie führte, deren anderer Pol zur Erde abgeleitet war. In dem durchbohrten Gummistopfen, welcher die Flasche schloß, war ein zur Erde abgeleiteter Metall-

stab befestigt, in welchem ein Platinstab isoliert eingekittet war; derselbe war mit dem Elektrometer verbunden. Unten in der Flasche befand sich trockenes Phosphorsäureanhydrid. Als man nun Wasser durch die Öffnung *C* hineintropfen ließ, bildete sich ein starker Nebel und sofort trat eine starke Leitfähigkeit ein, während vorher eine Leitfähigkeit nicht zu erkennen war. Auch bei diesem Versuche kann eine direkte Elektrizitätsübertragung von der Wand auf das Elektrometer nicht erfolgen, da der Platinstab durch das zur Erde abgeleitete Rohr geschützt ist; die Ausschläge sind also höchstens zu klein. Die erhaltenen Resultate gibt die nachfolgende Tabelle wieder.

Tabelle XII.

π = 300 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 3 Volt = 64 Skalenteile.

Z	*A*	*Z*	*A*
0 Min.	85	30 Min.	36
2	80	50	20
4	76	61	9
8	63	70	6
12	60	80	2
16	55	90	0
25	40		

Der Versuch wurde in ähnlicher Weise mit der großen, mit Stanniol ausgeklebten Flasche wiederholt. Beim Hineinfließenlassen von Wasser bildete sich wieder der Nebel. In der nachfolgenden Tabelle stehen unter A_1 der Ausschlag nach 30 Sekunden, unter A_2 der in 60 Sekunden.

Tabelle XIII.

π = 15 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,3 Volt = 130 Skalenteile.

Z	A_1	A_2	Z_2	A_1	A_2
0 Min.	496	Aus dem Gesichtsf.	40 Min.	137	298
4	475	" " "	50	129	277
6	303	" " "	66	114	255
10	278	556	88	43	84
16	214	400	101	3	11
33	145	323	110	0	1

Trotz der geringen Potentialdifferenz sind die Ausschläge, d. h. die Leitfähigkeiten sehr groß. Sogar bei 2 Volt wurden sehr große Leitfähigkeiten erhalten.

Aus den Versuchen ergibt sich, daß, wenn man Wasser auf trockene P_2O_5 tropfen läßt, die umgebende Luft ein Leiter wird. Nach meiner Theorie erklärt sich diese Tatsache sehr einfach. Beim Zusammenbringen von P_2O_5 und H_2O bilden sich die gut leitenden Phosphorsäuren und diese bewirken in der vorher geschilderten Weise die Leitfähigkeit der Luft.

Man könnte diese Versuche auch nach der Elektronentheorie zu erklären suchen, dann müßte durch das Zusammenbringen des Phosphorsäureanhydrids mit dem Wasser etwa durch die hierbei entwickelte Hitze die Luft ionisiert werden. Nach Herrn Harms[1]) soll allerdings gerade die Hitze die Ionen zerstören. Daß aber tatsächlich durch das Zusammenbringen von P_2O_5 und Wasser, falls keine festen nebelförmigen Teilchen entweichen, keine Entladung eintritt, trotz der hierbei entwickelten Wärme, wurde auf folgende Weise bewiesen. Ein kleines Gefäßchen, wie Fig. 3, von ungefähr 40 ccm Inhalt aus Messing, war mit trockenem P_2O_5 gefüllt und mit dem geladenen Elektrometer verbunden. Ließ man durch die lange Öffnung Wasser hineintropfen, so fand ein heftiges Zischen statt, es bildete sich starker Nebel, der aber wegen der Länge der Röhre nicht nach außen trat. Es trat jetzt keine Spur einer Entladung auf; sobald man jedoch das Rohr entfernte, so daß der Nebel nach außen treten konnte, entlud sich das Elektrometer beim Hineinfallenlassen des Wassers plötzlich.

Fig. 3.

P_2O_5

Man könnte gegen diesen Versuch den Einwand erheben, daß auch die eventuell gebildeten Ionen nicht entweichen konnten. Ich erkenne die Berechtigung dieses Einwandes an, der Versuch beweist aber unzweideutig, daß die Leitfähigkeit an den Nebel gebunden ist.

Der folgende Versuch beweist, daß beim Vereinigen von P_2O_5 und H_2O keine Ionen entstehen. In einer eisernen Schale, die mit dem Elektrometer verbunden war, befanden sich ungefähr

---

1) Harms, l. c.

100 g P_2O_5. Gegen diese wurde siedender Wasserdampf geblasen, so daß eine starke Einwirkung und damit starke Temperaturerhöhung eintrat, allerdings ohne daß ein Nebel sich bildete und feste Teile weggeführt wurden. Trotzdem die beiden Stoffe stark aufeinander reagierten, war keine Leitfähigkeit zu beobachten. Sobald nur ein Tröpfchen Wasser dagegen auf das P_2O_5 fällt und der Nebel sich bildet, verschwindet die Ladung, selbst wenn im letzteren Falle die Gesamteinwirkung viel kleiner ist als bei dem vorhergehenden Versuche. Falls beim Vereinigen von P_2O_5 mit Wasser die Luft ionisiert würde, würde der Gebrauch dieses Trockenmittels für viele Versuche, z. B. alle radioaktive, sich schon längst verboten haben.

Es ergibt sich somit das folgende: Beim Vereinigen von P_2O_5 mit Wasser ohne Nebelbildung wird die Luft nicht ionisiert, selbst wenn die Reaktion sehr heftig ist, z. B. durch Hineinblasen von siedendem Wasserdampf in P_2O_5. Sobald sich aber ein Nebel bildet, ist die Luft ein Leiter.

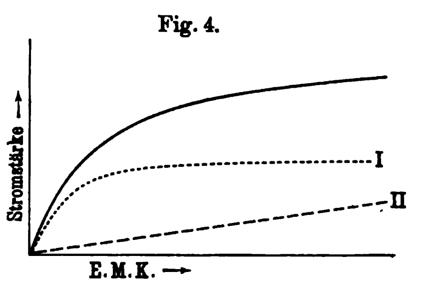
§ 7. Beziehung zwischen elektromotorischer Kraft und Stromstärke. Bisherige experimentelle Ergebnisse. In keinem Teile der Arbeiten über die Phosphoremanation gehen die Versuchsergebnisse so weit auseinander wie in diesem Abschnitte. Barus und ich in meiner ersten Arbeit hatten Kurven erhalten, wie die ausgezogenen in Fig. 4. Daneben bekam ich auch gerade Linien. Diese Verschiedenheit glaubte ich anfangs auf Unregelmäßigkeiten in der Oxydation zurückführen zu können. In meiner zweiten Arbeit erhielt ich in sehr feuchter Luft fast ausschließlich Gerade, wie die gestrichelte Kurve II, so daß ich den Schluß zog, die Beziehung zwischen EMK und i ist eine geradlinige.

Herr Harms findet Kurven, die denen von Barus und mir in meiner ersten Arbeit entsprechen.

Bei demselben wächst die Stromstärke zunächst mit wachsender elektromotorischer Kraft linear an; bei Feldstärken, bei denen in gewöhnlichen ionisierten Gasen die Sättigungsstromstärke erreicht wird, wächst sie langsamer als die elektromotorische Kraft, wird aber bei weiterer Erhöhung der elektromotorischen Kraft nicht konstant, sondern wächst linear, aber einer geringeren Leit-

fähigkeit entsprechend, weiter. Diese Form der Kurve erklärt Herr HARMS dadurch, daß er zwei verschiedene Arten von Ionen annimmt: einmal „freie“ Ionen, die den gewöhnlichen Gasionen ähnlich sind, und zweitens trägere Ionen, die aus den freien durch Anlagerung von Nebelteilchen entstehen können; diese müssen natürlich eine weit kleinere Beweglichkeit haben als die freien Ionen. Je kleiner aber die Ionenbeweglichkeiten sind, desto höhere Feldstärken sind cet. par. nötig, um in dem ionisierten Gase den Sättigungsstrom zu erzeugen. Die Kurve (Fig. 4) wird als Superposition zweier Kurven I und II betrachtet. I entspricht den freien Ionen; für sie wird bei Feldstärken, die den entsprechenden bei gewöhnlichen Gasionen gleich sind, Sättigungsstrom erreicht. II entspricht den trägeren Ionen; hier ist noch keine Andeutung von Sättigungsstrom zu sehen; die durch diese Ionen vermittelte Stromstärke ist in dem ganzen untersuchten Bereiche der elektromotorischen Kraft proportional.

Fig. 4.



Einen anderen Verlauf der Kurve findet Herr BLOCH, nämlich einen Sättigungsstrom bei gewöhnlichem Druck. Bei niederen Drucken (20 bis 100 mm Hg) findet Herr HARMS dasselbe.

Die Versuche haben somit ergeben 1. einen geradlinigen Verlauf (SCHMIDT); 2. einen anfangs linearen Verlauf, darauf ein langsameres Ansteigen der Stromstärken bei weiterer Erhöhung der EMK (Fig. 4) (BARUS, SCHMIDT, HARMS); 3. einen Sättigungsstrom (BLOCH, HARMS).

Zu erwähnen ist, daß nach der Meinung aller meiner Gegner durch den Nachweis des Sättigungsstromes bewiesen ist, daß der Elektrizitätstransport durch Ionen und nicht durch feste Staubteilchen vermittelt wird, da „in diesem Falle ein Sättigungsstrom weder vorauszusehen noch zu erklären wäre“.

Auf die Frage, weswegen ich einen geradlinigen Verlauf zwischen EMK und i erhalten habe, und auf die Rolle, welche das Wasser bei dem Verlaufe spielt, wird nirgends eingegangen.

§ 8. Meine Theorie. Wie schon oben erwähnt, nehme ich an, daß die Elektrizität nur durch die festen leitenden Phosphorsäuren übergeführt wird und daß Ionen bei dem Prozesse, wenn überhaupt, nur eine untergeordnete Rolle spielen. Es fragt sich nun, welchen Verlauf der Kurve zwischen EMK und i haben wir hiernach zu erwarten?

Wenn Wasser mit Phosphorpentoxyd zusammenkommt, so bildet sich nach der Gleichung

$$H_2O + P_2O_5 = 2\,HPO_3$$

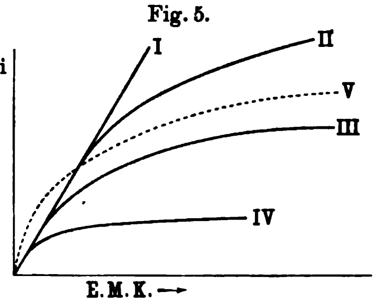
Metaphosphorsäure. Wir wollen die folgenden Darlegungen auf diese Säure beschränken, da bei Entstehung von anderen Phosphorsäuren die theoretischen Betrachtungen die gleichen bleiben. Befindet sich nun Wasserdampf im Überschusse in dem Untersuchungsraume, so wird sich der Nebel wenigstens an der Oberfläche ganz in Phosphorsäure verwandeln; wir haben dann leitende Teilchen von verhältnismäßig großer Kapazität, die beinahe beliebige Mengen Elektrizität aufnehmen können. Befindet sich ein solcher, aus den Phosphorsäuren bestehender Nebel zwischen den beiden Platten in meinem Apparate (Fig. 1) oder zwischen Drahtnetz und Sonde (Fig. 2) im Harmsschen Apparat, so werden bei doppelter EMK sich die Teilchen auf das doppelte Potential laden bei Berührung mit dem Drahtnetz, sie werden weggeschleudert werden und die Sonde auf das doppelte Potential laden, d. h. die Beziehung zwischen EMK und i ist eine geradlinige.

Ganz anders werden die Verhältnisse, wenn wir nur wenig Feuchtigkeit zur Verfügung haben. Dann werden sich von den P_2O_5-Teilchen nur einige Moleküle in die Säure umwandeln. Kommt nun das Teilchen mit der geladenen Platte oder dem geladenen Drahtnetz in Berührung, so wird es geladen; diese Ladung kann aber ebenso wie in dem vorhergehenden Falle nur erfolgen, indem gleichzeitig eine Elektrolyse stattfindet. Ist das Drahtnetz positiv, so wird PO_3 abgeschieden, der Rest, also das P_2O_5-Nebelteilchen, welches durch das positive H-Ion positiv geladen ist, wird abgestoßen und wird die Sonde laden. Ist das Drahtnetz negativ geladen, so wird das Wasserstoffion abgeschieden und das durch das PO_3 negativ geladene P_2O_5-Nebelteilchen wird abgestoßen. Da die Oxyde des Phosphors Nichtleiter sind, so

können jetzt die Nebelteilchen nur soweit geladen werden, als sie Säuren enthalten; selbst bei Steigerung der EMK können wir keine größere Ladung auf das Teilchen heraufbringen. Höchstens spurenweise können noch diese nichtleitenden Oxyde etwas Elektrizität überführen. Es ist dann der Sättigungsstrom erreicht und zwar wird, wie eine leichte Überlegung zeigt, der Sättigungsstrom um so eher eintreten, je weniger Feuchtigkeit vorhanden ist.

Es fragt sich noch, wie verhält sich Phosphor in absolut trockener Luft? Nach den Versuchen von GUGGENHEIMER[1]) und anderen findet bei Verwendung von absolut trockenem Phosphor und absolut trockener Luft keine Oxydation statt. Der Phosphor bedeckt sich mit festen Oxyden, welche die weitere Oxydation hindern. Vielleicht wirkt das Wasser auch noch katalytisch; es ist ja bekannt, daß viele chemische Prozesse, z. B. die Vereinigung von H und Cl, nur bei Gegenwart von, wenn auch nur Spuren, Feuchtigkeit vor sich gehen. Daß tatsächlich bei der Oxydation von absolut trockenem Phosphordampf in trockener Luft höchstens eine spurenweise Leitfähigkeit auftritt, wird in § 10 bewiesen.

Fig. 5.



Nach dem Vorhergehenden haben wir also zu erwarten 1. bei großem Überschuß von Feuchtigkeit einen geradlinigen Verlauf (Fig. 5, Kurve I); beim allmählichen Trocknen werden wir nacheinander die Kurven II, III, IV usw. erhalten, bei denen der Sättigungsstrom bei immer geringeren EMK auftritt.

Da die Oxydation des Phosphors nicht ganz regelmäßig erfolgt, so ist natürlich ein so regelmäßiger Verlauf, wie ihn die Figur zeigt, nicht zu erwarten. Die Oxydation kann z. B. mitten im Versuch, wo wir z. B. Kurve III erwarten müßten, viel stärker erfolgen als zu Anfang entsprechend Kurve I. Es werden dann viel mehr leitende Teilchen vorhanden sein, die Stromstärken werden infolgedessen größer sein als wie bei Kurve I; für den Sättigungsstrom, wo es nur auf das Verhältnis der Menge der

[1]) GUGGENHEIMER, Phys. ZS. 5, 397, 1904.

Nebelteilchen zu dem Feuchtigkeitsgehalt ankommt, ist dies fast ohne Belang, d. h. wir werden bei derselben EMK Sättigung erhalten, selbst wenn die Oxydation zeitweise schneller erfolgt, nur ist die Stromstärke im letzteren Falle größer (Kurve V).

Meine Theorie verlangt somit das Folgende: Bei Überschuß von Feuchtigkeit ist der Verlauf der die Beziehung zwischen EMK und *i* darstellenden Kurve eine geradlinige, beim allmählichen Trocknen wird ein Sättigungsstrom erreicht, und zwar wird er um so eher erreicht, je geringer der Feuchtigkeitsgehalt ist.

§ 9. Experimentelle Ergebnisse. In die große mit Stanniol ausgeklebte Flasche (Fig. 1) wurden mehrere Schalen mit Phosphorsäureanhydrid gebracht und darauf auf das untere Tellerchen ein kleines Stückchen Phosphor gelegt, welches durch Schmelzen unter Chromsäure gut gereinigt war. Als Elektrometer wurde das von E. Wiedemann und mir[1]) modifizierte Warburgsche benutzt; im übrigen wurde genau so verfahren, wie bei den früheren Versuchen.

In den nachfolgenden Tabellen gebe ich meine Beobachtungen wieder; unter Zeit steht die Zeit verzeichnet, die seit der ersten Beobachtungsreihe, also seit Hineinbringen des Phosphors, verflossen ist.

Beobachtungsreihe I.

Empfindlichkeit des Elektrometers 3 Volt = 88 Skalenteile.

Tabelle XIV.

Zeit = 0 Minute.

EMK	*A*	EMK	*A*	EMK	*A*
100 Volt	191	1200 Volt	840	200 Volt	321
200	346	1500	872	100	177
300	489	1800	870	1800	861
600	660	400	579	1500	863
900	780	50	104		

[1]) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. 66, 314, 1898.

Tabelle XV.

Zeit = 2 Stunden.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
40 Volt	62	600 Volt	297	400 Volt	273
80	98	900	312	200	177
100	111	1200	310	900	302
200	180	1500	308	1200	300
300	252	500	288		

Tabelle XVI.

Zeit = 3 Stunden.

40 Volt	55	500 Volt	254	200 Volt	150
100	110	600	264	300	200
200	164	1200	270	100	88
300	216	900	258	0	2
900	260	50	72		

Tabelle XVII.

Zeit = 5 Stunden.

0 Volt	1	400 Volt	114	200 Volt	111
40	49	600	124	100	79
100	73	1200	122	300	121
200	103	400	127	1200	126
300	119				

Tabelle XVIII.

Zeit = 21 Stunden.

40 Volt	45	1200 Volt	164	200 Volt	135
100	73	1200	192	100	75
200	129	200	160	100	80
300	130	200	172	0	2
400	146	1500	162	200	160
600	151	1500	177	1200	165
900	164	200	172		

Tabelle XIX.

Zeit = 28 Stunden.

0 Volt	0	140 Volt	84	1200 Volt	88
40	34	300	84	140	92
100	48	600	87	200	96
200	75	900	90	200	91
200	77				

Tabelle XX.

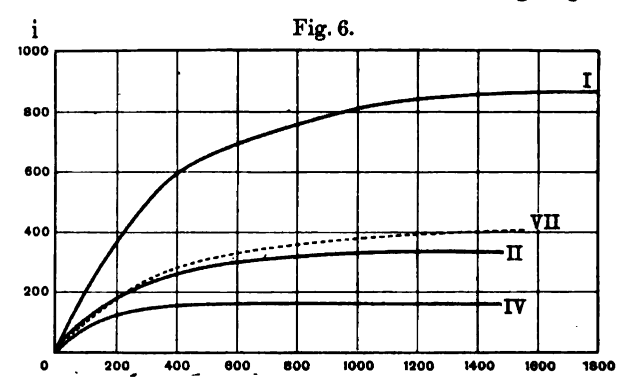
Zeit = 28 Stunden. Wasser hereingebracht.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
40 Volt	56	500 Volt	306	1200 Volt	360
100	93	600	321	1500	360
200	140	900	342	600	318
300	212	900	348	400	253
400	260	1200	363	0	3
500	286				

Den Verlauf der Kurven zeigt die Fig. 6.

Aus den Tabellen ist das Folgende zu entnehmen: Bei der ersten Reihe, wo die Luft noch ziemlich feucht war, wird der Sättigungsstrom bei etwa 1500 Volt erreicht; nach zwei Stunden Trocknen tritt Sättigung ein bei

Fig. 6.



etwa 900 Volt und diese Größe sinkt immer mehr, je weiter wir trocknen; sobald wieder Wasser hinzugefügt wird (letzte Reihe), tritt die Sättigung erst wieder bei 1200 Volt ein [1]). Die Kurven schneiden sich manchmal; das beweist, daß es für die Sättigung gar nicht auf die Zahl der leitenden Teilchen ankommt, sondern nur auf das Verhältnis

[1]) Es könnte auffallen, daß die Leitfähigkeit bei diesen Versuchen, wo sich der Phosphor oxydiert, im allgemeinen größer ist als in den vorhergehenden Fällen, wo die Leitfähigkeit von Phosphoroxyden in Gegenwart von Feuchtigkeit untersucht wurde. Man könnte daher den Einwand machen, daß beide Erscheinungen nicht identisch seien. Dieser Einwand ist aber nicht stichhaltig. Bei der langsamen Oxydation des Phosphors entstehen

zwischen den leitenden Teilchen zu dem Feuchtigkeitsgehalt. Dies wird auch S. 669 durch einen anderen Versuch bewiesen. Aus der Figur ersieht man deutlich, wie mit der Dauer des Trocknens die EMK, bei der Sättigung erreicht wird, sinkt (Kurven I, II, V), wie nach Zusatz von Wasser sie wieder steigt (Kurve VII). Die Übereinstimmung der Figuren 5 und 6 ist eine genügende.

Eine zweite Beobachtungsreihe ergab das nämliche, ich teile sie deswegen nicht mit.

Die Beobachtungsreihen bestätigen die Ergebnisse von Herrn Bloch, nämlich, daß es möglich ist, einen Sättigungsstrom zu erhalten, wenn man die Luft scharf trocknet. Sie bestätigen auch die Resultate von Herrn Harms, daß man bei niederem Drucke, wenn man gleichzeitig die Luft trocknet, einen Sättigungsstrom erhält. Aber sie zeigen zugleich, daß es gar nicht auf die Druckverminderung ankommt, worauf Herr Harms den Hauptnachdruck legt, sondern ausschließlich auf das Trocknen des Gases. Dieser Faktor, welchen Herr Harms nur nebenbei erwähnt, ist die Hauptsache.

Deutlich erkennt man, daß keine Theorie der Phosphoremanation, welche das Wasser nicht berücksichtigt, die Versuchsergebnisse zu erklären vermag. Das geht auch unzweideutig aus den Versuchen der vorhergehenden Paragraphen hervor. In der Elektronentheorie der Herren Harms und Bloch findet sich hierzu nicht einmal ein Ansatz, während der Verlauf der Kurven nach meiner Theorie sich voraussagen ließ.

Den geradlinigen Verlauf der Kurve, welchen meine Theorie bei großem Feuchtigkeitsüberschuß verlangt, ergeben die Beobachtungsreihen nicht; es rührt dies daher, daß der Feuchtigkeitsgehalt nicht groß genug war. Auch dieser Teil läßt sich leicht realisieren (siehe S. 668).

Ich glaube, daß durch diese Beobachtungen die Differenz zwischen den Beobachtungen der einzelnen Forscher aufgeklärt

---

kleine feine Partikelchen, die, sobald sie entstehen, sofort die Elektrizität überführen. Bei der Verbrennung haben die Partikelchen Zeit, sich zu größeren Komplexen zu vereinigen, sie sind infolgedessen schwerer als im vorhergehenden Falle. Auch muß die sehr große Reibung der nicht leitenden, im Überschuß vorhandenen Phosphoroxydteilchen berücksichtigt werden.

ist. Wir alle haben nicht in genügendem Maße den Feuchtigkeitsgehalt der Luft berücksichtigt, daher die großen Abweichungen.

Nach Herrn HARMS soll der Verlauf der Kurve bei gewöhnlichem Drucke ein wenig anders sein, als hier geschildert: Die Stromstärke soll mit wachsender EMK erst linear anwachsen; bei weiterer Erhöhung der EMK wird sie aber nicht konstant, sondern wächst linear, aber einer geringeren Leitfähigkeit entsprechend weiter (siehe Fig. 4). Wie aus seiner Figur[1]) hervorgeht, hat er die Stromstärken nur bis 1200 Volt untersucht; auch meine erste Kurve zeigt bei 1200 noch keine Sättigung, wohl aber zwischen 1500 bis 1800. Bei diesen, seinen ersten Versuchen hat er die Luft überhaupt nicht getrocknet, infolgedessen ist es ganz natürlich, daß der Sättigungsstrom erst bei sehr hoher EMK erreicht worden wäre. Auch nach meiner Theorie lassen sich diese Kurven als Superposition zweier Kurven auffassen (Kurven I und II, Fig. 4), von denen die eine einem Sättigungsstrome entspricht, die andere geradlinig verläuft; die erste würde herrühren von Nebelteilchen, die nur wenig in Phosphorsäure umgewandelt sind, die zweite von solchen, die zum größten Teile aus Phosphorsäuren bestehen.

Gegen den von mir angewandten Apparat hat Herr HARMS[1]) den Einwand erhoben, daß „derselbe unbrauchbar sei aus folgendem Grunde. Wenn man Sättigungsströme in Gasen nachweisen will, so muß man dafür sorgen, daß das ganze Gasvolum von den Stromlinien durchsetzt wird und daß Deformationen der Stromlinien bei einer Änderung der Feldstärke vermieden werden. Bei der SCHMIDTschen Anordnung werden nun, sobald das Potentialgefälle zwischen den beiden Elektroden so groß wird, daß Sättigungsstrom eintreten müßte, die Stromlinien aus dem zwischen den Elektroden liegenden Raume herausgedrängt, dadurch wird der stromdurchflossene Raum stetig vergrößert, so daß das Auftreten des Sättigungsstromes verwischt wird". Ich kann diesen Einwand nicht als stichhaltig ansehen, die beiden Platten stehen sich in meiner Anordnung (Fig. 1) gerade gegenüber, und in der Mitte des unteren Tellers befindet sich der Phosphor. Zwischen diesen Tellern ist sicher das Feld homogen,

---

[1]) HARMS, Phys. ZS. 4, 437, 1903.

auch selbst wenn einige Stromlinien aus dem zwischen den Elektroden liegenden Raume herausgedrängt werden. Außerdem erhalte ich ja einen Sättigungsstrom, es kann daher das „Auftreten des Sättigungsstromes" nicht verwischt sein. Aber selbst wenn ein Fehler im Apparate stecken sollte, so bleiben doch alle Beobachtungsreihen streng miteinander vergleichbar.

Um aber ganz sicher zu sein, habe ich alle meine Versuche mit der HARMSschen Anordnung (Fig. 2) wiederholt. Über die erhaltenen Resultate geben die nachfolgenden Tabellen Auskunft.

Beobachtungsreihe II.

Empfindlichkeit des Elektrometers 3 Volt = 88 Skalenteile.

Tabelle XXI.

Zeit = 0 Minute.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
100 Volt	98	1500 Volt	434	100 Volt	102
200	178	1800	520	100	116
300	206	1800	561	400	258
400	234	1500	467	1500	450
600	256	400	271	400	273
900	274	300	212	0	5
1200	343				

Tabelle XXII.

Zeit = 2 Stunden 30 Minuten.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
1800 Volt	210	300 Volt	201	400 Volt	224
1500	207	200	122	800	213
1200	208	100	96	100	99
900	205	0	4	50	54
600	212	1200	206	100	102
40	43	20	23		

Tabelle XXIII.

Zeit = 5 Stunden.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
1800 Volt	141	400 Volt	132	100 Volt	84
1500	145	300	133	200	137
1200	140	200	126	300	138
600	140	100	79	50	52
500	134	0	4	20	24

Tabelle XXIV.
Zeit = 8 Stunden.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
0 Volt	5	400 Volt	97	100 Volt	72
100	63	600	113	50	46
200	95	900	99	300	105
300	98	1200	100	200	100
20	21				

Tabelle XXV.
Zeit = 32 Stunden.

100 Volt	404	500 Volt	500	50 Volt	306
200	480	600	461	100	420
300	472	900	483	200	483
400	484	1200	459	100	398
20	156	50	312		

Tabelle XXVI.
Zeit = 56 Stunden.

0 Volt	5	600 Volt	483	100 Volt	398
20	173	600	502	50	320
50	274	100	444	150	519
100	410	200	498	20	143
200	506	100	421	20	111
300	479				

Tabelle XXVII.
Wasser hinzugefügt.

100 Volt	510	600 Volt	1444	600 Volt	1421
50	283	900	1460	900	1475
200	1056	1200	1480	400	1300
300	1314	1500	1463		
400	1360				

Bei der letzten Beobachtungsreihe mußte die Empfindlichkeit des Elektrometers geändert werden; es geschah dies, indem man mit dem Fernrohr näher heranrückte. Die Zahlen sind so umgerechnet, als ob die Empfindlichkeit die gleiche geblieben wäre.

Die Tabellen geben genau dasselbe Bild, wie die vorhergehende Beobachtungsreihe. Bei der ersten (Tabelle XXI) ist der Sättigungsstrom noch nicht bei 1800 Volt erreicht; nachdem man

etwas getrocknet hat, wird der Sättigungsstrom bei 400 Volt (Tabelle XXII) erreicht; bei Tabelle XXIV tritt dieser Zustand schon bei 200 Volt ein und in Tabelle XXVI bei 150 Volt. Der Vergleich der Tabellen XXIV und XXVI oder XXV ist besonders interessant; durch irgend einen Zufall (vielleicht durch Erhöhung der Temperatur) trat bei den letzten Versuchen eine sehr starke Oxydation auf; trotzdem dadurch die Stromstärken stark zunahmen, wurde der Sättigungsstrom eher erreicht als bei den ersten Beobachtungen, wie es meine Theorie verlangt. Sobald man Wasser hinzufügt, wird der Sättigungsstrom erst bei viel höherer EMK erreicht.

Die Versuche ergeben somit: Je trockener die Luft ist, bei desto geringeren EMK wird der Sättigungsstrom erreicht.

Andere Beobachtungsreihen ergaben das nämliche. Ich habe auch den Phosphor auf ein hohes Potential geladen und das Drahtnetz mit dem Elektrometer verbunden, die Ergebnisse waren die nämlichen.

Es kam jetzt nur noch darauf an, auch den von der Theorie verlangten geradlinigen Verlauf der Kurve zu realisieren. Da derselbe nur bei großem Überschuß an Wasser erhalten werden konnte, so kehrte ich zu meiner ursprünglichen Anordnung zurück (Fig. 1); nur wurde anstatt des Stanniols die Flasche mit einer Salzlösung ausgespült, die zur Erde abgeleitet wurde. Die Zimmertemperatur betrug 14° C. Die folgenden Resultate wurden erhalten:

Tabelle XXVIII.

Empfindlichkeit des Elektrometers 3 Volt = 64 Skalenteile.

EMK	*A*	EMK	*A*	EMK	*A*
50 Volt	30	200 Volt	95	400 Volt	150
1500	274	100	54	1200	241
1200	246	1500	270	100	74
900	200	1200	224	100	83
600	174	50	49	0	3
300	126				

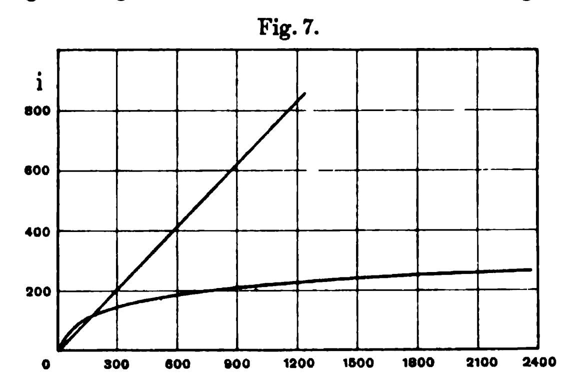
Es wurde die Flasche mit lauwarmem Wasser ausgespült und jetzt wieder die Beziehung zwischen EMK und i gemessen.

Tabelle XXIX.

EMK	A	EMK	A	EMK	A
1500 Volt	a. d. Gesichts.	100 Volt	50	400 Volt	275
1200	884	300	178	100	71
1200	820	1200	731	700	470
600	484	1500	—	500	340
900	608	50	46	200	146
300	219				

Die beiden Beobachtungsreihen gibt die Figur 7 wieder; die erste Reihe zeigt deutlich, daß ein Sättigungsstrom, wenn auch erst bei höherer EMK, erreicht worden wäre; bei der zweiten ist die Beziehung zwischen EMK und i, soweit sich das aus den etwas unregelmäßigen Zahlen entnehmen läßt, eine geradlinige.

Fig. 7.



Die Zimmertemperatur an den Beobachtungstagen war sehr niedrig, infolgedessen war auch die Dampfspannung des Wassers klein, infolgedessen war auch die Beziehung zwischen i und EMK keine geradlinige; sobald man die Temperatur der Wassers erhöhte, wurde die zweite Kurve erhalten. Bei der Abkühlung ging diese Kurve wieder in eine solche der Form I über.

Andere Beobachtungsreihen gaben das gleiche. Ist die Zimmertemperatur etwas über gewöhnlich, so erhält man gleich eine Gerade.

Noch in anderer Weise habe ich den Verlauf der Kurven bestätigen können. Bei der niederen Zimmertemperatur wurde

wieder eine Kurve, welche dem Sättigungsstrome entspricht, erhalten. Darauf wurde die Flasche an einer Stelle gelinde mit der Flamme erwärmt, sofort erhielt ich jetzt eine Gerade, die beim Abkühlen wieder in den Sättigungsstrom überging.

In einer Reihe von Beobachtungen, bei denen der Phosphor sich seitwärts in der Flasche befand, erhielt ich dieselben Resultate, ich teile sie deswegen nicht mit.

Man könnte noch gegen diese Versuche den Einwand erheben, daß durch die Erwärmung die Oxydation zugenommen und daß dadurch die Form der Kurve sich verändert habe. Daß es aber auf die absolute Zahl der leitenden Teilchen nicht ankommt, sondern nur auf das Verhältnis zwischen Feuchtigkeitsgehalt zu den leitenden Teilchen, geht schon aus den früheren Versuchen hervor. Übrigens ist in den letzten beiden Kurven die Zahl aller leitenden Teilchen dieselbe geblieben, was deutlich daraus hervorgeht, daß bei niederer EMK die beiden Kurven beinahe zusammenfallen.

Daß es aber tatsächlich nicht auf die Zahl der leitenden Teilchen ankommt, wurde noch direkt bewiesen. In meiner ersten Arbeit[1]) habe ich nachgewiesen, daß die Stromstärke, d. h. die Zahl der leitenden Teilchen, ceteris par. der Oberfläche des sich oxydierenden Phosphors proportional ist. Auf die Sonde im Harmsschen Apparate wurden nun vier Stückchen Phosphor gebracht und die Leitfähigkeit in ziemlich trockener Luft untersucht; trotzdem die Stromstärke sehr groß war, wurde ein Sättigungsstrom bei 1500 Volt erhalten. Nachdem drei Stücke Phosphor entfernt waren und genügend Wasser hinzugefügt, wurde wieder ein geradliniger Verlauf erhalten, trotzdem die Stromstärke viel kleiner war als bei dem vorhergehenden Versuche.

In seiner Habilitationsschrift S. 11 kommt Herr Harms zu dem Ergebnisse, daß, wenn die Zahl der Teilchen konstant geworden ist, nach der Konvektionstheorie die Stromstärke der dritten Potenz der EMK proportional sein müsse und zwar auf Grund der folgenden Überlegung: „Wenn die Zahl der Teilchen konstant ist, so müßte die jedem Teilchen durch Berührung mit der Elektrode mitgeteilte Elektrizitätsmenge dem Potential der Elektrode

---

[1]) G. C. Schmidt, Phys. ZS. 3, 479, 1902.

proportional anwachsen; außerdem müßte die Geschwindigkeit jedes Teilchens, die unter der Voraussetzung großer Reibung der Ladung des Teilchens und der Feldstärke proportional ist, mit dem Quadrat des Elektrodenpotentials wachsen, so daß man erwarten könnte, daß die Stromstärke der dritten Potenz der elektromotorischen Kraft proportional sei. Eine solche Abhängigkeit ist nach den Resultaten aller mit Phosphorluft angestellten Versuche jedenfalls nicht vorhanden. Ich komme damit zu dem Schlusse, daß die Leitfähigkeit der Phosphorluft auf der Existenz von Ionen beruht usw."

Ich halte diese Überlegung nicht für richtig. Nehmen wir an, der Phosphor befinde sich in meinem Apparate auf der unteren Platte oder im HARMSschen Apparate auf der Sonde, so entstehen in der Zeiteinheit eine bestimmte Anzahl von leitenden Teilchen. Diese werden sich auf ein bestimmtes Potential laden und dann die Elektrizität nach dem Elektrometer überführen. Bei dem doppelten Potential werden sie sich in feuchter Luft auf das doppelte Potential laden, sie werden das Kraftfeld mit doppelt so großer Geschwindigkeit durchlaufen, aber da nur die gleiche Anzahl von leitenden Teilchen vorhanden ist, so wird auch nur das Elektrometer doppelt so stark geladen[1]). Daß es tatsächlich auf die Geschwindigkeit nicht ankommt, davon kann man sich durch einen Versuch leicht überzeugen. Zwischen die Platten des Apparates (Fig. 1) wurde ein Lichtstrahl geschickt und nun der Nebel genauer beobachtet und zwar in verhältnismäßig trockener Luft. Um den Phosphor lagerte ein Nebel. Sobald die EMK angelegt wurde, wurde er nach oben geschleudert; hob man jetzt die Erdleitung auf, so lud sich das Elektrometer langsam, trotzdem von dem Nebel nichts zu sehen war. Jedes Nebelteilchen, das sich bildete, wurde sofort nach oben geschleudert, so daß sich kein dichterer, deutlich sichtbarer Nebel ausbilden konnte; bei Steigerung der EMK blieb der Nebel verschwunden. Wenn sich wirklich in der Zeit, wo der Phosphor mit der Batterie nicht verbunden war, ein Nebel ausgebildet hatte, so wurde er bei Anlegung der EMK sofort weggeschleudert und jetzt nach Aufhebung der Erdleitung beobachtete man wieder

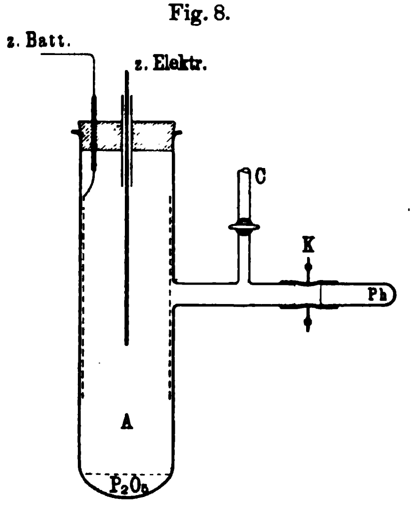
[1]) Siehe auch G. C. SCHMIDT, Phys. ZS. 5, 447, 1904.

die leitenden Teilchen, welche sich inzwischen (d. h. bei meinen Versuchen, wo der Ausschlag in einer Minute beobachtet wurde) in einer Minute bildeten. Nach Herrn HARMS müßte die Oxydationsgeschwindigkeit eine Funktion der angelegten EMK sein, was sicherlich nicht der Fall ist.

Fassen wir das Ergebnis dieses Paragraphen zusammen, so lautet es: In sehr feuchter Luft ist die Beziehung zwischen EMK und *i* eine Gerade; in trockener Luft wird ein Sättigungsstrom erreicht und zwar bei um so geringeren elektromotorischen Kräften, je trockener die Luft ist.

§ 10. Nachweis, daß höchstens spurenweise Ionen bei der langsamen Oxydation des Phosphors entstehen. Im Vorhergehenden ist bewiesen, daß die Luft, welche Phosphorsäuren suspendiert enthält, ein Leiter der Elektrizität ist. Da durch sich oxydierenden Phosphor in feuchter Luft stets Phosphorsäuren gebildet werden, so ist damit der Beweis erbracht, daß die Leitfähigkeit von Phosphorluft wenigstens zum Teil ihre Ursache in der Gegenwart von Phosphorsäuren hat. Möglich wäre es aber, daß daneben noch die Ionen eine Rolle spielen.

Fig. 8.



Um dies zu entscheiden, mußte die Oxydation in scharf getrocknetem Sauerstoff vorgenommen werden. Da Phosphor sich aber hierin nicht oxydiert, so mußte anders verfahren werden.

In dem Gefäße *A* (Fig. 8), welches durch einen gut sitzenden Gummistopfen geschlossen war, befand sich ein mit dem einen Pol der Batterie verbundenes Drahtnetz und die mit dem Elektrometer verbundene Sonde. Seitwärts führte ein Rohr zu einem Hahn und vermittelst eines Gummischlauches zu einem kleinen Gläschen, welches Phosphor *Ph* enthielt. Der Boden war mit P_2O_5

bedeckt. Vermittelst einer Klemmschraube *K* wurde der Phosphor zunächst abgeschlossen und das Ganze evakuiert. Darauf wurde die Klemmschraube geöffnet und weiter evakuiert. Durch Erhitzen des Phosphors sorgte man dafür, daß Phosphordampf das ganze Gefäß erfüllte. Nach fünf Stunden ließ man getrocknete Luft durch *C* eintreten, nachdem man vorher die Klemmschraube geschlossen hatte. Eine Flamme durchzog das Gefäß. Unmittelbar darauf wurde die Leitfähigkeit abgelesen.

Tabelle XXX.

π = 600 Volt. Empfindlichkeit des Elektrometers 0,3 = 130 Skalenteile.

Zeit	Ausschlag	Zeit	Ausschlag
0	29	6	0
2	4	10	1
4	1	20	0

Aus der Tabelle geht hervor, daß in stark getrockneter Luft unmittelbar nach der Oxydation eine ganz geringe Leitfähigkeit vorhanden ist, die aber in zwei Minuten schon auf Null sinkt. Trotz der Empfindlichkeit des Elektrometers und der hohen Spannung war nach zwei Minuten keine Spur einer Leitfähigkeit mehr zu messen.

Es fragt sich zunächst, woher stammt die geringe Anfangsleitfähigkeit von 29. Möglich ist, daß durch die Hitze der Flamme sich noch spurenweise Feuchtigkeit von der Wand losgelöst hat und diese den aus P_2O_5 bestehenden Nebel in Phosphorsäuren verwandelt hat. Diese Phosphorsäuren konnten die Leitfähigkeit bedingen. Vergleicht man aber diese Tabelle mit Tabelle I, so fällt die völlige Analogie auf. Auch dort war die Leitfähigkeit während des Verbrennens groß, sank aber sofort, als die Flamme erlosch, genau so wie hier. Möglicherweise stammt daher die geringe Anfangsleitfähigkeit von Ionen her.

Welche von den beiden gegebenen Erklärungen richtig ist, läßt sich vorläufig nicht entscheiden. Jedenfalls aber geht aus den Versuchen hervor, bei der Oxydation des Phosphordampfes entsteht höchstens spurenweise Leitfähigkeit.

Wir haben hier den analogen Fall, wie bei der langsamen Oxydation des Phosphors, vor uns, auch im letzteren Falle ist es hauptsächlich der Dampf, der sich oxydiert.

Erwägt man nun, daß bei diesem Versuche das ganze Gefäß von Phosphordampf erfüllt war, der sich oxydierte, während bei den Versuchen mit Phosphor meistens nur der Dampf, welcher ein erbsengroßes Stückchen umgibt, also eine viel kleinere Menge Dampf, sich oxydiert[1]); bedenkt man weiter, daß in dem ersten Falle nur eine ganz geringe Leitfähigkeit vorhanden war, so kommt man zu dem Ergebnis, daß in absolut trockener Luft, beim Glimmen des Phosphors, die Leitfähigkeit so klein sein muß, daß sie nicht gemessen werden kann. Ich schließe daher aus diesen Versuchen: Bei der langsamen Oxydation des Phosphors entstehen höchstens spurenweise Ionen.

Ganz anders werden die Verhältnisse, wenn man statt der trockenen Luft feuchte hineindringen läßt. Dann ist die Leitfähigkeit eine sehr große, die allmählich mit der Zeit kleiner wird. Man erhält Tabellen, die analog sind denen in § 5 und die ich, da sie nichts Neues bringen, nicht mitteile; die Phosphoroxyde vereinigen sich mit dem Wasser zu Phosphorsäuren, und wir haben genau dieselben Verhältnisse wie in den eben zitierten Tabellen.

Herr Harms beschreibt einen ähnlichen Versuch[2]), aus dem ebenfalls hervorgeht, daß bei der Verbrennung von Phosphordampf in Sauerstoff keine Ionen entstehen. „Vermutlich liegt das daran, daß die lokale Erwärmung bei der explosionsartigen Reaktion die Bildung von Ozon verhindert." Da Herr Harms selbst seine Ozontheorie aufgegeben hat, so wird er auch diese Erklärung wohl nicht mehr aufrecht erhalten. Daß die Hitze die Ionen nicht zerstört, geht doch daraus hervor, daß die Ionen in allen Flammen entstehen und auch in der Phosphorflamme die Hitze es ist, welche die Ionen erzeugt. Bei der langsamen Oxy-

[1]) Die große Differenz der Phosphormengen, welche sich oxydieren, geht auch aus dem Aussehen der Flamme hervor; bei dem in diesem Paragraphen beschriebenen Versuche durchzog die Flamme das ganze Gefäß; wenn sich ein erbsengroßes Stück Phosphor oxydiert, bedeckt nur ein kleines Flämmchen dasselbe.

[2]) Harms, Phys. ZS. 5, 95, 1904.

dation des Schwefels entstehen auch keine Ionen, ebensowenig wie bei der langsamen Oxydation des Phosphors; steigert man aber die Temperatur, wobei beide mit intensiver Flamme brennen, so bilden sich Ionen.

§ 11. Verschiedenheit des Salmiak- und Phosphorsäurenebels. Von verschieder Seite[1]) ist experimentell festgestellt, daß der Salmiaknebel kein Leiter der Elektrizität sei; es sei daher auch nicht statthaft, die Phosphorleitfähigkeit auf den Phosphornebel zurückzuführen. Demgegenüber habe ich[2]) darauf hingewiesen, daß die verschiedene Leitfähigkeit der die betreffenden Nebel bildenden Substanzen dies verschiedene Verhalten erkläre; Salmiak sei ein schlechter Leiter und infolgedessen leite eine Luft, welche Salmiaknebel enthalte, erst bei hohen Potentialen. Experimentell habe ich das letztere im § 7 meiner vorigen Abhandlung[2]) bewiesen.

Es bleibt aber noch zu beweisen, daß tatsächlich die Phosphorsäuren viel besser leiten als fester Salmiak. Auf die Enden eines Glimmerblättchens wurde Platinblech befestigt und das ganze mittels eines Elementes und eines empfindlichen Galvanometers geschlossen (Empfindlichkeit 1 Teilstr. = $1{,}8 \cdot 10^{-7} A$). Ein Ausschlag konnte nicht beobachtet werden. Darauf wurde Phosphorsäureanhydrid daraufgebracht, nach kurzer Zeit war eine Leitfähigkeit zu messen, die von Minute zu Minute größer wurde, trotzdem ein Zerfließen während der kurzen Zeit des Versuches nicht eintrat.

Als durch Verdampfen Salmiak auf das Glimmerblättchen gebracht wurde, konnte keine Spur einer Leitfähigkeit gemessen werden. Dasselbe war der Fall, als eine gepreßte Salmiakstange zwischen die Elektroden gebracht wurde und die Spannung auf 120 Volt gesteigert wurde.

Aus diesen Versuchen geht hervor, daß NH_4Cl ein schlechter Leiter ist, daß dagegen Phosphorsäureanhydrid sich sehr schnell durch Aufnahme von Wasser in einen guten Leiter verwandelt. Dieses letztere Resultat ist eigentlich selbstverständlich, da P_2O_5 begierig Wasser anzieht und es schon seit langer Zeit bekannt

---

1) Elster und Geitel, Phys. ZS. 4, 11, 1902; Harms, Phys. ZS. 4, 111, 1902.

2) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 10, 705, 720, 1903.

ist, daß es nicht möglich ist, die Leitfähigkeit bzw. Isolationsfähigkeit von P_2O_5 zu messen, da geringe Spuren von Wasser die Leitfähigkeit enorm erhöhen.

Bei allen Versuchen mit Phosphor entstehen nun die Oxyde desselben; dieselben ziehen begierig Wasser an und werden dadurch gute Leiter der Elektrizität. Ebenso wie Luft, in welcher Metallstaub suspendiert ist, leitet, ebenso wird kein geladener Körper in Luft, welcher die gut leitenden Phosphorsäuren enthält, seine Ladung beibehalten, d. h. eine solche Luft leitet.

Wie eben gesagt, führe ich das verschiedene Verhalten des Phosphor- und Salmiaknebels auf die verschiedene Leitfähigkeit dieser Substanzen zurück. Demgegenüber sind die Herren Elster und Geitel[1]) der Ansicht, daß „ein etwaiger Unterschied in der Leitfähigkeit des Nebels, d. h. hier jener sauren Oxydationsprodukte des Phosphors und des in der feuchten Luft suspendierten Ammonsalzes, unmöglich eine Rolle spielen kann". Ich weiß nicht, auf welche Gründe und Versuche die Herren Elster und Geitel diese Ansicht stützen. Demgegenüber brauche ich doch bloß an den bekannten Versuch zu erinnern, daß feuchte Papierstückchen durch eine geriebene Siegellackstange angezogen, trockene dagegen, weil sie zu schlechte Leiter sind, nicht. Ganz ähnlich liegen die Verhältnisse beim Phosphor- und Salmiaknebel. In dem einen Falle, bei Phosphornebel in feuchter Luft, haben wir gute Leiter, bei den Salmiakteilchen dagegen schlechte. Daß tatsächlich der Phosphorsäurenebel leitet, beweisen die vorhergehenden Tabellen zur Genüge.

§ 12. Phosphorsäurenebel im elektrostatischen Felde. Über das Verhalten des Nebels im elektrostatischen Felde habe ich eine große Anzahl von Versuchen bereits in meiner früheren Abhandlung[2]) mitgeteilt. An dieser Stelle möchte ich dieselben ergänzen und zu gleicher Zeit die von den Herren Harms, Elster und Geitel ausgeführten Versuche besprechen.

In einer Flasche befinde sich ein Phosphorstückchen, welches zur Erde abgeleitet ist, und nicht allzuweit davon entfernt eine Sonde, welche durch eine Batterie geladen werden kann. Solange die Sonde nicht geladen ist, steigt ein feiner Nebelfaden in die

[1]) Elster und Geitel, Phys. ZS. 4, 460, 1903.
[2]) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) 10, 709, 1903; siehe die dortige Fig. 2.

Höhe, dessen Durchmesser man leicht schätzen kann. Sobald die Sonde genügend geladen wird, wird der ganze Nebelfaden von der Sonde angezogen; bei genügend hohen elektromotorischen Kräften bewegt er sich geradlinig zur Sonde. Man kann die Sonde auch mit einem geriebenen Glas- oder Ebonitstab berühren, wie das BARUS[1]) tut, man erhält dann natürlich auch eine Anziehung. Schon der bloße Augenschein lehrt, daß die Dicke des Nebelfadens ebenso groß ist, wenn er sich zur Sonde bewegt, als wenn er geradlinig nach oben geht bei ungeladener Sonde.

Diesen Versuch, welcher mich zuerst auf den Gedanken gebracht hat, daß der Nebel bei dem Elektrizitätsübergang eine Rolle spielte, erkläre ich folgendermaßen: Der Phosphorsäurenebel ist an und für sich ungeladen; wenn die Sonde geladen wird, z. B. +, so wird die der Sonde gegenüberliegende Seite des Phosphors negativ, an dieser lädt sich der Phosphornebel negativ und wird von der positiven Sonde angezogen.

Nach der Elektronentheorie, nach der der Nebel sowohl positiv als negativ geladen ist, können wir, wenn wir die Sonde z. B. positiv laden, erwarten, daß einer der folgenden drei Vorgänge eintreten wird, nämlich 1. nur die negativ geladenen Nebelteilchen werden angezogen, die positiven dagegen abgestoßen und gehen zur Wand, oder 2. die negativ geladenen Teilchen werden angezogen, die positiven geben ihre Ladung an den negativ geladenen Phosphor ab, laden sich nicht, sondern fallen als ungeladene Teilchen zu Boden, oder 3. die negativ geladenen Teilchen werden angezogen, die positiven geben ihre Ladung an den negativ geladenen Phosphor ab und laden sich ebenfalls negativ und werden nun ebenfalls von der +-Sonde angezogen.

Nach der ersten und zweiten Annahme, bei der nur die Hälfte der Nebelteilchen zur Sonde geht, muß der Nebelfaden halb so dünn werden, wenn die Sonde geladen ist, als wenn der Nebel bei ungeladener Sonde senkrecht nach oben steigt. Außerdem wäre zu erwarten, daß er zerrisse, da die abgestoßenen Teilchen vielfach mit den angezogenen zusammenprallen und so der ganze Zusammenhang des Fadens zerrissen werden wird. Der Versuch zeigt, wie schon oben erwähnt, keinen Unterschied. Da-

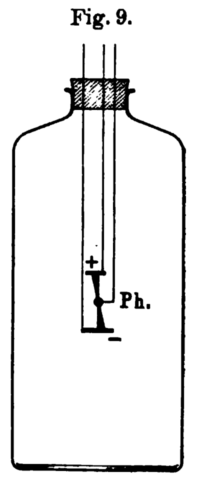
---

[1]) BARUS, l. c.

mit ist aber bewiesen, daß der ganze Nebelfaden von der Sonde angezogen wird, somit müssen auch die ursprünglich positiv geladenen Teilchen sich negativ laden. Damit ist aber bewiesen, daß selbst nach der Elektronentheorie ein Teil der Elektrizität konvektiv übergeführt wird. Daß meine Theorie, nach der die ganze Elektrizität konvektiv übergeführt wird, auch einfacher ist als die der Herren Harms und Bloch, nach der die Überführung teils durch freie Ionen, teils durch geladene Nebelteilchen geschieht, liegt auf der Hand. So viel ich sehen kann, kann die letztere sogar, wie eben bewiesen, gar nicht ohne die Konvektionstheorie auskommen.

Sehr schön lassen sich diese elektrostatischen Beeinflussungen beobachten, wenn man in der Nähe des sich oxydierenden Phosphors, der vor Wind geschützt sein muß, eine geriebene Glas- oder Ebonitstange bewegt. Sofort erkennt man, wie der ganze Faden an- bzw. abgestoßen wird.

Fig. 9.



Daß der Nebelfaden sich unter geeigneten Umständen teilen kann, liegt auf der Hand. Bringt man z. B. den Phosphor isoliert zwischen die beiden Platten, so geht ein Strahl zur +-, ein anderer zur —-Platte. Hat man nur eine Sonde, so geht eventuell ein Teil des Fadens zu der zur Erde abgeleiteten Wand. Die Versuche lassen sich in der mannigfachsten Weise variieren. Hat man z. B. eine Sonde und ist der Phosphor gut isoliert, so wird anfangs der Nebel von der Sonde angezogen; sobald der Phosphor sich geladen hat, steigt der Nebel in die Höhe oder wird sogar abgestoßen. Die Erklärung aller dieser Erscheinungen ist so einfach, daß ich wohl nicht näher darauf einzugehen brauche.

Herr Harms und die Herren Elster und Geitel beschrieben Versuche, bei denen der Nebel außerhalb des elektrostatischen Feldes entsteht. Bei Herrn Harms wird der Nebel in das elektrostatische Feld geblasen. Jetzt findet immer eine Teilung statt.

Ich habe diese Versuche wiederholt. Der Nebel wurde zwischen die Platten eines Kondensators gebracht und das Ganze auf bis 10000 Volt geladen. Eine so deutliche Einwirkung, wie

sie Herr HARMS beschreibt, habe ich nie beobachten können. Während, wenn der Phosphor sich im Felde befindet, die Anziehung und Abstoßung ganz auffallend ist, war die Einwirkung auf den Nebel sehr klein. Auf mich machte es den Eindruck, als ob der Nebel ungeladen war und nur durch Influenz angezogen wurde. Da dies aber eine individuelle Meinung ist, so gebe ich nichts darauf. Daß Teilungen des Nebels, wie es die Herren HARMS, ELSTER und GEITEL beschreiben, unter besonderen Umständen eintreten können (siehe z. B. Fig. 9), ist selbstverständlich. Daß dieselben ebensogut nach der Konvektions- als nach der Elektronentheorie erklärt werden können, liegt auf der Hand.

§ 13. Kritik der früheren Arbeiten. Auf eine Besprechung der einzelnen Versuche und theoretischen Betrachtungen der Herren ELSTER und GEITEL, HARMS und BLOCH will ich nicht eingehen und zwar hauptsächlich deswegen, weil der Wassergehalt der Luft bei denselben nicht berücksichtigt worden ist und dieser, wie aus meinen neuen Versuchen hervorgeht, maßgebend ist. Je nach dem Feuchtigkeitsgehalt ändern sich die Eigenschaften des Phosphornebels — entweder leitet er oder isoliert, die Beziehung zwischen EMK und i ist auch verschieden usw.

Von den Herren BLOCH und HARMS sind die Konstanten der Phosphoremanation bestimmt worden. Ihre Zahlen weichen zum Teil um das tausendfache voneinander ab. Es rührt dies daher, daß die Rolle des Wassers nicht berücksichtigt worden ist; je nach dem Feuchtigkeitsgehalt erhält man für diese Konstanten ganz andere Zahlen.

Von den Herren ELSTER und GEITEL [1]) sind ebenfalls Versuche beschrieben, aus denen hervorgehen soll, daß der Nebel nicht alleiniger Träger der Elektrizität, sondern daß es hauptsächlich Ionen sind. Aus ihren Versuchen geht deutlich hervor, daß sie in ziemlich trockener Luft gearbeitet. Sie haben daher einen Nebel in Händen gehabt, der zum größten Teile aus nichtleitenden Phosphoroxyden bestand und nur wenig Phosphorsäuren enthielt. Daß die Phosphoroxyde Nichtleiter sind und keine Elektrizität überführen, geht auch aus meinen Versuchen (§ 4) hervor. Da ihr Nebel zum größten Teile aus P_2O_5 bestand, so ist es ganz

---

[1]) ELSTER und GEITEL, Phys. ZS. 4, 459, 1903.

natürlich, daß es fast gleichgültig war, ob derselbe zum Elektrometer geführt wurde oder nicht. In sehr feuchter Luft wäre der Versuch ganz anders verlaufen. Alle ihre Versuche erklären sich ebensogut, wenn man für Ionen leitende Nebelteilchen, die ihre Ladung von der geladenen Phosphorstange erhalten haben, setzt. Die Zahl der leitenden Teilchen war bei allen ihren Versuchen, wie schon erwähnt, klein.

Der Gedanke liegt nahe, daß vielleicht neben der konvektiven Überführung auch die Ionen Träger der Elektrizität sind. Ich habe diesen Gedanken selber lange gehabt, aber ich bin immer wieder davon abgekommen und zwar hauptsächlich aus folgenden zwei Gründen:

1. Im § 10 habe ich bewiesen, daß in absolut trockener Luft höchstens spurenweise Ionen bei der langsamen Oxydation des Phosphors entstehen. Durch das Vereinigen von P_2O_5 mit Wasser entsteht ebenfalls keine Leitfähigkeit (§ 6), d. h. es bilden sich keine Ionen hierbei. Erst dadurch, daß ein feuchter Nebel entsteht, tritt die Leitfähigkeit ein. Ich sehe daher keine Möglichkeit, einen Prozeß zu ersinnen, der die Ionen liefert, da weder bei der langsamen Oxydation, noch bei der Vereinigung von Phosphoroxyden mit Wasser Ionen entstehen.

2. Der zweite Grund ist folgender: Wir kennen bisher keine andere langsam verlaufende Oxydation, bei der in nennenswerter Weise Ionen entstehen; es ist daher unwahrscheinlich, daß gerade beim Phosphor sich Ionen bilden, während bei dem analogen Element Schwefel keine Ionen entstehen.

Schluß. Ich schließe meine Abhandlung wie meine vorhergehenden: Bei der langsamen Oxydation des Phosphors entstehen höchstens spurenweise Ionen. Die durch die Oxydation des Phosphors hervorgerufene Leitfähigkeit ist nur eine scheinbare, welche von der Konvektion der Elektrizität durch die festen, nebelförmigen, leitenden Oxydationsprodukte herrührt. Die leitenden Teilchen sind die Phosphorsäuren.

Königsberg i. Pr., Physikalisches Kabinet, Oktober 1906.

Über eine Anordnung zum intermittierenden Betriebe eines Induktoriums mit dauernd laufendem Unterbrecher ohne besondere Hilfsbatterie für dessen Antrieb;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 2. Nov. 1906.)

(Vgl. oben S. 568.)

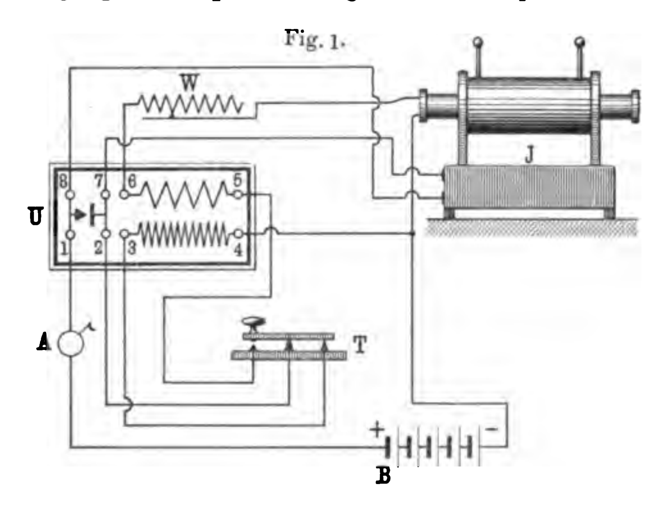
§ 1. Schaltet man ein Induktorium ein, so vergeht, wenn dieses mit einem schwingenden, z. B. Platinhammer-Unterbrecher ausgerüstet ist, einige Zeit, bis für dessen Bewegung ein stationärer Zustand eingetreten ist; dieses ist nun in vielen Fällen sehr unerwünscht, es sollen die Schwingungen der Sekundärströme gleich scharf mit voller Stärke einsetzen, und dies hat zu der in der Röntgentechnik viel verwendeten Einrichtung geführt, bei welcher die Schwingungen des Unterbrechers unabhängig vom induzierenden Strom durch einen von einer besonderen Hilfsstromquelle gespeisten Motor bewirkt werden [1]). Diese Hilfsstromquelle ist meist das Straßennetz, vielfach, wo ein solches nicht vorhanden ist, eine zweite Batterie; eine solche Anordnung ist jedoch nichts weniger als einfach und es dürfte deshalb nicht uninteressant sein, zu untersuchen, ob sich derselbe Effekt nicht in einfacherer Weise erreichen läßt.

§ 2. Denken wir uns einen einfachen, mit dem Induktorium in Reihe geschalteten Hammerunterbrecher und stellen wir die Forderung, dieser soll gleichmäßig weiterschwingen, gleichgültig, ob das Induktorium eingeschaltet ist oder nicht, so heißt das: der Strom soll dauernd durch den Unterbrecherkontakt und die Magnetwickelung gehen, dagegen weiterhin bald durch die Primär-

[1]) Vgl.: B. Donath, Einrichtungen zur Erzeugung der Röntgenstrahlen, 1. u. 2. Aufl., Berlin. — Righi und Dessau, Telegraphie ohne Draht, Braunschweig 1903, S. 308 ff. — E. Ruhmer, Die Funkeninduktoren, Leipzig 1904, S. 66 ff.

wickelung, bald unmittelbar zum anderen Batteriepol zurück, zwischen Unterbrecher und Induktor müßte also ein Umschalter angebracht werden. Bei dieser Anordnung würde aber die Stromstärke bei abgeschaltetem Induktor viel zu groß sein, und selbst wenn man durch einen in den zweiten Zweig geschalteten Widerstand die Stromstärke auch in diesem auf den richtigen Wert des Primärstromes brächte, so würde das eine unnütze Energieverschwendung sein. Soll der Unterbrecher in beiden Fällen, bei an- oder abgeschaltetem Induktor, gleichschwingen, so ist nur erforderlich, daß seine Erregung, die Amperewindungszahl seiner Spulen, beide Male

Fig. 1.

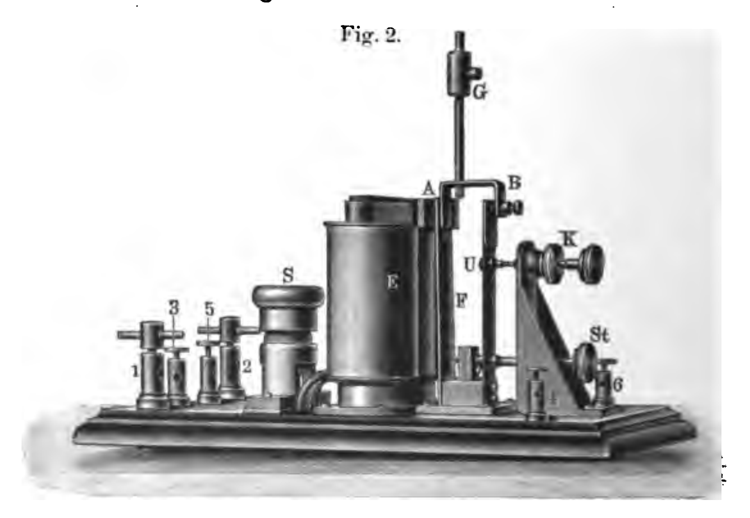


denselben Wert hat, und es ist daher, wenn bei abgeschaltetem Induktor an Stromenergie gespart werden soll, nur nötig, den Elektromagneten des Unterbrechers mit einer zweiten dünndrähtigen Wickelung zu versehen. Die oben erwähnte Teilung des Stromes in zwei Zweige müßte deshalb innerhalb des Unterbrechers, zwischen Unterbrechungsstelle und Elektromagnet, erfolgen.

§ 3. Eine Schaltung nach den eben angegebenen Grundsätzen zeigt Fig. 1. Der Strom geht vom +-Pol der Batterie *B* zur Klemme 1 des Unterbrechers *U*, von hier über den Kontakt nach 2 und weiter zum Hebel eines Morsetasters *T* mit entsprechend kräftigen Kontaktstücken. Der Ruhekontakt dieses Tasters ist

über Klemme 3 mit der dünnen Wickelung des Unterbrechers verbunden, welche in 4 endigt, von wo aus eine Leitung zum —-Pol der Batterie führt. Vom Arbeitskontakt des Tasters dagegen geht der Strom nach 5 in die dicke Wickelung, von 6 weiter durch das Induktorium zum —-Pol. Die Klemmen 7 und 8 dienen zum Anschluß des Kondensators. Man kann jedoch auch mit nur 6 Klemmen auskommen, wenn man sich 1 und 8 bzw. 2 und 7 zusammenfallend denkt. Zwischen die Batterie und 1 ist noch ein einpoliger Ausschalter A einzufügen, in den Primärstromkreis schaltet man zweckmäßig zwischen Unterbrecher und Induktor einen Regulierwiderstand W ein.

Fig. 2.

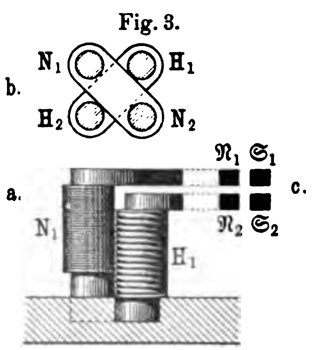


§ 4. Die wirkliche Ausführung eines in der beschriebenen Weise verwendbaren Unterbrechers zeigt Fig. 2; es ist ein abgeänderter Platinrapidunterbrecher. Die sechs Klemmen sind wie in Fig. 1 bezeichnet. E ist der Elektromagnet, A dessen an lotrechter Feder F befestigter Anker, der mit einem verschiebbaren Reguliergewicht G versehen ist; mittels des Bügels B faßt der Anker die eigentliche Unterbrecherfeder U, deren Spannung sich mittels der Stellschraube St ändern läßt, im Augenblicke seiner größten Geschwindigkeit, wodurch eine äußerst plötzliche Unterbrechung von K bewirkt wird. S ist eine Schmelzsicherung. Ein Versuchsapparat, für Verwendung mit einer Akkumulatorenbatterie

von 8 Volt und eine Induktorstromstärke von 3 bis 5 Amp. bestimmt, besaß eine Hauptstromwickelung von 54 Windungen pro Schenkel in zwei Lagen und eine Hilfswickelung von 160 Windungen in vier Lagen für 1 Amp. Die Anordnung arbeitet gut und ist für Apparate bis zu 30 cm Schlagweite brauchbar; für noch größere Leistungen dürfte die Benutzung eines Quecksilberkontakts zweckmäßig sein. Es empfiehlt sich, auch vor die Hilfswickelung einen kleinen Regulierwiderstand zu legen.

Um die gegenseitige Induktion der beiden Wickelungen aufeinander zu vermindern, kann man den einfachen Magneten E ersetzen durch ein System zweier solcher, deren jedes nur mit einer Wickelung versehen ist; man kann hierbei entweder zwei gleiche gleichschenkelige Eisenkerne verwenden, deren einer um die Jochdicke höher steht als der andere, damit seine Polschuhe frei über die des letzteren hinausgehen (Fig. 3a), oder aber zwei ungleichschenkelige Kerne, nach Fig. 3b über Kreuz gestellt, die in gleicher Höhe stehen, deren Joche aber in der Mitte gekröpft oder ineinander eingeschnitten sind. Die Polflächen würden in beiden Fällen wie in Fig. 3a und c gezeichnet A gegenüber liegen, nur daß im Falle der gekreuzten Magnete nicht $N_1 S_1$ und $N_2 S_2$, sondern $N_1 S_2$ und $N_2 S_1$ zusammengehörende Pole wären [1]).

Fig. 3.



§ 5. Die beschriebene Anordnung dürfte in all den Fällen empfehlenswert sein, in denen man bisher Motorunterbrecher oder andere solche von einer besonderen Hilfsstromquelle dauernd in Gang gehaltene Apparate verwendete; sie erscheint ferner auch für Laboratoriums- wie Vorlesungsversuche geeignet, namentlich weil der durch Federkraft stets von selbst den Induktor abschaltende Taster die Möglichkeit ausschließt, daß man bei Versuchen im Dunkeln bei eintretender Versuchsstörung durch

---

[1]) Eine solche Trennung der Wickelungen würde namentlich dann nützlich sein, wenn man nur kleine Hilfsstromstärken von 0,5 Amp. und weniger verwenden will.

Niederfallen Spannung führender Drähte unversehens einen Schlag erhält [1]).

Der beschriebene Unterbrecher wird geliefert von E. Ruhmers Physikalischem Laboratorium, Berlin SW., Friedrichstraße 248.

Wilmersdorf-Berlin, den 1. Nov. 1906.

---

[1]) Der Taster kann selbstverständlich auch in Fällen, wo das längere Niederdrücken lästig wäre, wie z. B., wenn es sich um Anwendung der beschriebenen Anordnung auf einen Induktor für Röntgenzwecke handelt, ersetzt werden durch einen Kurbelumschalter.

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1906

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

8. Jahrg. | 30. Dezember 1906. | Nr. 24.

Sitzung vom 14. Dezember 1906.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. **M. v. Pirani** berichtete über ein

Selbstzeigendes Vakuum-Meßinstrument.

Ferner machte Hr. **Max Planck** eine

Bemerkung über die Konstante des WIENschen Verschiebungsgesetzes.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:
Hr. Dr. GEORG SEIBT, Berlin NO., Braunsbergerstr. 23.

Selbstzeigendes Vakuum-Meßinstrument;
von M. v. Pirani.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. Dezember 1906.)
(Vgl. oben S. 685.)

Gelegentlich eingehender Evakuierungsversuche im Glühlampenwerk der SIEMENS & HALSKE-Aktiengesellschaft trat mir die Aufgabe entgegen, ein selbstzeigendes, einfaches und billiges Vakuum-Meßinstrument zu konstruieren, welches imstande wäre, die MC LEODsche Probe zu ersetzen. Die Aufgabe hatte nicht nur aus technischen Gründen zur schnellen Erkennung geringer Druckänderungen bei kleinen Drucken, sondern auch vom sanitären Standpunkt aus eine gewisse Wichtigkeit, da man ja bekanntlich bestrebt ist, das gesundheitlich schädliche Quecksilber mehr und mehr aus den Betriebswerkstätten zu verdrängen [1]).

Das Studium der verschiedenen Eigenschaften der Gase, welche je nach ihrem Druck veränderlich sind, führte naheliegenderweise bald auf die Wärmeleitungsfähigkeit. Das erste Mal haben schon im Jahre 1875 (Pogg. Ann. 156) KUNDT und WARBURG darauf hingewiesen, daß „die Abkühlungsgeschwindigkeit eines Thermometers, welche mit großer Schärfe gemessen werden kann, sich als ein äußerst feines Reagens auf die Güte des Vakuums erweist".

Es war nun klar, daß jede andere Methode zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit der Gase ebensogut wie die KUNDT-WARBURGsche die Grundlage für eine Methode der Vakuummessung abzugeben imstande sein mußte. Als besonders geeignet für den vorliegenden Zweck erschien dazu die SCHLEIERMACHERsche (Wied. Ann. 34, 1888) Methode, bei welcher der stationäre Zustand eines galvanisch erhitzten Drahtes beobachtet wird.

Charakteristisch für einen galvanisch erhitzten Draht sind die drei Größen: Strom, Spannung und Widerstand, aus welch

---

[1]) Eine MC LEODsche Probe mit 50 ccm-Kugel enthält etwa 2 kg Quecksilber; das bedeutet in einem Pumpensaal von 50 Plätzen also bereits eine recht ansehnliche Menge.

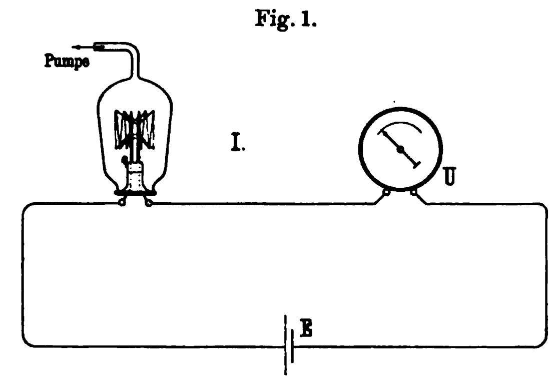
letzterem sich bei bekanntem Temperaturkoeffizienten die Temperatur des Drahtes ergibt.

Zur Konstruktion eines Vakuum-Meßgerätes genügt es also, einen Draht in einem Gefäße, welches man evakuieren kann, so unterzubringen, daß man ihn galvanisch erhitzen kann und dann unter Konstanthaltung einer der genannten charakteristischen Größen die eine oder die beiden anderen bei verschiedenen Luftverdünnungen zu beobachten.

Man gelangt so zu folgenden Variationen:

1. Die Spannung, die an den Draht gelegt ist, wird konstant gehalten und man beobachtet bei verschiedenen Drucken seine Widerstandsänderung bzw. die Änderung des ihn durchfließenden Stromes.

Fig. 1.



2. Der Widerstand, also die Temperatur des Drahtes, wird konstant gehalten und man beobachtet die Energie, die dazu gehört, um diese Temperatur bei verschiedenen Verdünnungen zu erzielen.

3. Der Strom wird konstant gehalten und man beobachtet die Änderungen der Spannung oder des Widerstandes.

Als elektrisch heizbarer Draht in dem evakuierbaren Gefäße wurde bei den ersten Versuchen eine Tantallampe (110 Volt, 25 Kerzen) verwendet. Diese wurde mit einem Akkumulator (E) und einem Milliamperemeter (U) in Serie geschaltet und an der Pumpe evakuiert (Fig. 1). Die zunehmende Verdünnung bewirkt, daß die Erhitzung des Drahtes durch den Strom immer größer

wird und daß bei konstanter Spannung der Strom infolge des positiven Temperaturkoeffizienten des Drahtes immer schwächer wird. Man kann also das Fortschreiten der Evakuierung direkt am Rückgang des Amperemeterzeigers beobachten. Wie man mittels des Temperaturkoeffizienten des Tantals aus der folgenden Tab. I leicht ausrechnen kann, stieg die Temperatur des Drahtes bei dem betreffenden Versuch bis über 200°.

Tabelle I.

Versuch vom 8. Juni 1906.

Widerstand des Amperemeters 3 Ohm, Spannung 2,04 Volt; Widerstand der Lampe bei 20° C 48 Ohm, Drahtdicke 0,048 mm.

Ablesung Mc Leod mm	Druck in mm Hg	Milliampere	Widerstand der Lampe	Widerstands-zunahme in Proz.
62	0,065	35	55,3	15
50	0,043	33	58,8	22
44	0,033	30	65	35
39	0,026	29	67,4	40
29	0,014	26,5	74	54
24	0,01	25,5	77	60
16	0,004 4	24,2	81,3	69
11	0,002	23,8	82,6	72
6	0,000 6	23,5	83,7	74
1	0,000 02	23	85,7	78

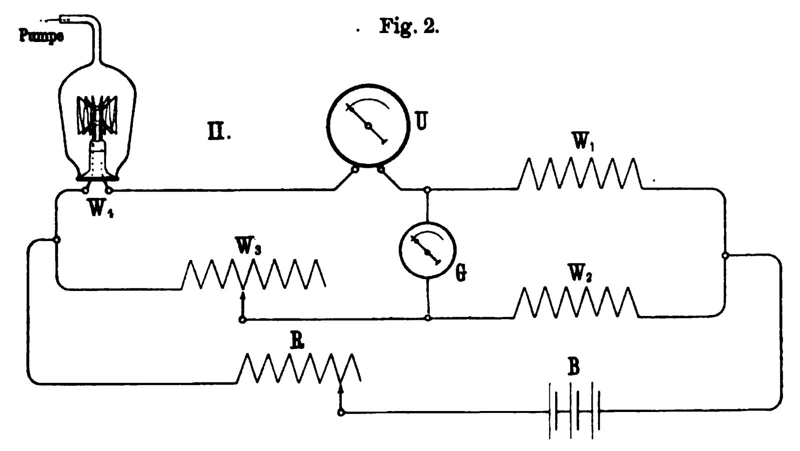
Die in der fünften Rubrik angegebenen Zahlen geben die prozentische Widerstandsvermehrung gegen den Widerstand bei 20° an. Die Drucke[1]) in der zweiten Rubrik sind mit einer Mc Leodschen Probe von 104 ccm Kugelinhalt und 0,187 ccm Kapillarinhalt (Länge der Kapillare 100 mm) gemessen. Die Ablesungen sind in der ersten Rubrik aufgeführt. Sie sind so erhalten, daß das Quecksilber in dem mit der Pumpe kommunizierenden Rohre bis zur gleichen Höhe mit dem Ende der Kapillare emporgehoben wurde. Jeder Ablesung liegt dann natürlich ein anderer Reduktionsfaktor zugrunde. Die Tension des Queck-

[1]) Zum Evakuieren diente eine Gaedesche Quecksilberpumpe mit Siemens-Schuckert-Vorpumpe.

silberdampfes blieb unberücksichtigt. Es wurde noch eine Reihe von Versuchen mit dieser Schaltung gemacht, zu dem Zwecke, den Einfluß der Temperatur des Meßdrahtes auf die Empfindlichkeit der Messung festzustellen. Dieselben sollen hier übergangen werden. In Fig. 2 ist das Schema einer anderen Schaltung dargestellt, mittels welcher der in Tab. II aufgeführte Zusammenhang zwischen Energieaufnahme bei konstant gehaltener Temperatur und Luftverdünnung untersucht werden konnte.

W_1 und W_2 sind gleichgroße Widerstände von etwa 100 Ohm; W_3 ist ein variabler Widerstand, W_4 der Vakuummeßdraht, U ein

Fig. 2.



Milliamperemeter vom Widerstand 1,5 Ohm, B die Batterie mit Regulierwiderstand R, G ein Galvanometer von der Empfindlichkeit $4 . 10^{-7}$ Amp. Man kennt also den Strom, der W_4 durchfließt und kann, da die Temperatur des Meßdrahtes aus seinem Widerstand $W_3 - W_A$ bekannt ist, die Energie berechnen, die gebraucht wird, um diese Temperatur bei verschiedenen Drucken zu erhalten. Der Meßdraht bestand bei diesem Versuch aus Platin vom Durchmesser 0,032, bei einer Länge von 560 mm, und hatte einen Widerstand von 78 Ohm bei 20°. Sein Temperaturkoeffizient betrug 0,315 Proz. pro Grad. Der Draht war auf ein Tantallampengestell aufgewickelt und an allen Befestigungshaken festgeklemmt, um eine konstante Abkühlung an den Berührungsstellen zu haben. Die Stromzuführungen waren mit dem Platindraht verlötet.

Tabelle IIa.

Versuch vom 22. September 1906.

Druck in mm Hg	Strom am Instrument A	$i^2 (W_3 - W_A)$ in Proz.	Bemerkungen
0,000 07	$8,1 . 10^{-8}$	100	$W_3 - W_A = 84,5$, Temperatur des Meßdrahtes = 46,5°.
0,006 8	8,8	123	
0,009 8	9,0	124	
0,011	9,3	132	
0,061	11,7	209	
0,093	13,1	261	
0,17	15,6	371	
0,24	17,3	456	
0,32	19,5	580	
0,45	21,5	706	
0,68	25,3	975	

IIb.

Druck in mm Hg	Strom am Instrument A	$i^2 (W_3 - W_A)$ in Proz.	Bemerkungen
0,000 07	$17,1 . 10^{-8}$	100	$W_3 - W_A = 102,8$, Temperatur des Meßdrahtes = 80°.
0,000 7	17,1	—	
0,003	17,7	107,6	
0,008	18,3	115	
0,026	20,0	137,6	
0,053	22,5	174	
0,16	29,8	303	
0,33	37	468	
0,68	49	820	

IIc.

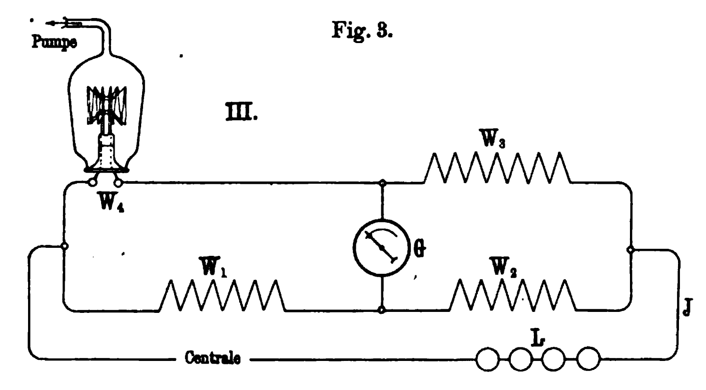
Druck in mm Hg	Strom am Instrument A	$i^2 (W_3 - W_A)$ in Proz.	Bemerkungen
0,000 07	$21,2 . 10^{-8}$	100	$W_4 - W_A = 119,6$, Temperatur des Meßdrahtes = 150°.
0,011	23	119	
0,03	25	140	
0,046	27	163	
0,09	30,8	212	
0,16	36	289	
0,26	41,8	390	
0,32	44,5	445	
0,38	47,5	506	
0,68	60	805	

Zum Vergleich der relativen Empfindlichkeiten bei verschiedenen Temperaturen des Meßdrahtes ist in allen drei Fällen

die Energie bei dem geringsten Luftdruck = 100 gesetzt. Man sieht, daß die Empfindlichkeit mit steigender Temperatur des Meßdrahtes abnimmt, und zwar ergeben sich bei der graphischen Aufzeichnung der in der dritten Rubrik aufgenommenen Zahlenreihen, von 0,01 mm Druck an aufwärts, annähernd gerade Linien mit verschiedener Neigung.

Mit den beiden bis jetzt beschriebenen Schaltungen ist es nun zwar möglich, Vakuummessungen auszuführen, doch erschienen beide für die praktische Verwendung noch nicht recht geeignet; die erste wegen ihrer ungenügenden Empfindlichkeit, die zweite wegen der jedesmal beim Ablesen des Vakuums notwendigen Einstellung des Galvanometers auf 0. Man kann aber zweck-

Fig. 3.



mäßigerweise die Vorteile der beiden Anordnungen vereinigen, indem man einfach den Meßdraht mit drei unveränderlichen Widerständen zu einer WHEATSTONEschen Brücke zusammenschaltet und die Ausschläge, die das Galvanometer bei verschiedenen Drucken macht, als Maß für die Luftverdünnung verwendet; die unveränderlichen Widerstände und die ebenfalls konstante Spannung wählt man von vornherein so, daß in dem Druckmeßbereich, den man verfolgen will, die ganze Skala des Galvanometers ausgenutzt wird.

Es ist klar, daß man auf diese Weise, je nach Wahl der verschiedenen Bedingungen, verschiedene Meßbereiche und Empfindlichkeiten erzielen kann. In Tab. III sind einige Resultate für ein Vakuummeter mit verhältnismäßig kleinem Meßbereich und hoher Empfindlichkeit ausgeführt.

Die Abmessungen des Platindrahtes und der Widerstände waren ganz ähnliche wie beim vorigen Versuch. Die Stromstärke im Hauptzweige J betrug etwa 50 Milliampere. Die Empfindlichkeit des Meßinstruments war 1,5 bis 10^{-5} Amp. für einen Teilstrich, deren die Skala ± 30 hatte; der Widerstand des Galvanometers war $= 148$ Ohm.

Tabelle III.

Druck in mm Hg	Galvanometerausschlag in Graden
0,045	+ 23
0,021	+ 6
0,009	— 7
0,003	— 15
0,001 4	— 19
0,000 07	— 25

Die nun folgende Tabelle IV gibt einige Punkte für eine ähnlich konstruierte Vakuumprobe mit größerem Meßbereich unter Verwendung eines unempfindlicheren Meßinstruments ($1^{0} = 5 . 10^{-5}$ Amp., ± 30 Tle., $W = 134$ Ohm, Strom $J = 0{,}055$ Amp.).

Tabelle IV.

Druck in mm Hg	Galvanometerausschlag in Graden
0,17	+ 30
0,027	0
0,015	— 8
0,000 07	— 24

In beiden Fällen wächst die Empfindlichkeit bei höher werdendem Vakuum. Der Strom im Hauptzweige J wird am besten unter Vorschaltung einiger Glühlampen L der Zentrale entnommen. Die gewöhnlich kleinen Spannungsschwankungen derselben verursachen bei Dauerbetrieb weniger Unannehmlichkeiten als die fortwährende Spannungsänderung der Akkumulatoren.

Die Tab. III und IV zeigen, daß man mit einem einzigen, noch dazu ziemlich groben Meßinstrument auskommt, und daß man sich leicht der Empfindlichkeit desselben anpassen kann.

Daß das Gefäß mit dem Meßdraht trocken gehalten werden muß, wenn man gleichmäßige Resultate erzielen will, ist selbstverständlich, ebenso, daß man für Messungen an verschiedenen Gasen verschiedene Eichungen vorzunehmen hat.

Wenn nach dem Gesagten das Problem eines selbstanzeigenden Vakuum-Meßinstruments im großen und ganzen als gelöst zu betrachten war, so mußte doch besonders für die Verwendung in der Praxis in Rücksicht gezogen werden, daß die Angaben des Apparates von der Außentemperatur und von Variationen der Betriebsspannung abhängig sind. Es gelang zwar nicht, sich hiervon vollkommen frei zu machen, jedoch wurde das Ziel wenigstens für einen engbegrenzten Meßbereich bzw. für einen oder einzelne Punkte der Skala erreicht. Es wird dies dadurch bewirkt, daß man als Vergleichszweig W_3 (siehe Fig. 3) einen „Meßdraht" gleicher Art schaltet, der sich aber in einem auf ganz bestimmten Druck evakuierten Gefäß befindet. Da sich dieser Vergleichswiderstand ebenso verhält, wie der Meßdraht, sobald die Verdünnung annähernd die gleiche ist, so ist die Anordnung für diesen Punkt von Spannungs- und Stromschwankungen praktisch fast unabhängig. Ordnet man mehrere, abwechselnd benutzbare Vergleichsmeßdrähte in verschieden evakuierten Gefäßen an, so kann man mehrere Punkte von den genannten Störungen frei machen. Da es aus Gründen der Symmetrie, die sich leicht einsehen lassen, gewöhnlich nicht möglich ist, das Verschwinden des Temperaturkoeffizienten quantitativ zu bewirken, so schafft man am besten den etwa noch übrigen kleinen Rest dadurch weg, daß man einem der anderen Vergleichszweige einen kleinen Temperaturkoeffizienten (in der Regel 0,1 pro Mille) gibt, so daß sich die Wirkungen aufheben. Diese Korrektion ist aber im Verhältnis zu der anderen sehr gering.

Es soll hier, ohne weiter auf die Anordnung einzugehen, noch zum Beleg für die obigen Behauptungen der folgende kurze Auszug aus einer Reihe von Messungen gegeben werden. In Tab. Va sind einige Resultate eines Vakuummeters ohne Ausgleichswiderstand und in Tab. Vb diejenigen eines Vakuummeters mit Ausgleichswiderstand (eingestellt für höchstes Vakuum) aufgeführt. Man sieht sofort, daß in Vb Strom- und Temperaturänderungen besonders bei höchstem Vakuum (0,00002) sehr wenig

ausmachen, während bei Va die Fehler bei dem angeführten (und allen anderen Drucken) sehr groß sind.

Tabelle Va.

Druck in mm Hg	Temperatur	Strom im Hauptzweig	Ausschlag in Galvan.-Graden
0,001 4	19°	0,039 Amp.	— 10,5
0,001 4	19	0,0432	— 29
0,001 8	42	0,0432	— 6
0,001 8	42	0,0486	— 20
	Vb.		
0,006 9	20	0,033	+ 0,8
0,000 02	20	0,033	— 5,5
0,006 2	50	0,033	— 1,5
0,000 02	50	0,033	— 6
0,006 2	50	0,0378	+ 0
0,000 02	50	0,0375	— 5,8

Zum Schluß sei noch bemerkt, daß selbstredend die beschriebene Methode nicht die einzige ist, die auf Grund der KUNDT-WARBURGschen, SCHLEIERMACHERschen und anderer klassischer Arbeiten über die Wärmeleitfähigkeit zur Messung des Vakuums ausgebildet werden kann. Vielmehr kann man, um ein Beispiel zu nennen, auch so verfahren, daß man in ein Gefäß, das man auspumpen kann, ein Thermoelement einschließt und dessen einer Lötstelle durch Strahlung (LEBEDEW) oder direkt mittels des elektrischen Stromes (VOEGE) konstante Energiemengen zuführt, während die andere Lötstelle auf einer gleichbleibenden Temperatur gehalten wird. Es ist leicht ersichtlich, daß die Temperatur der Lötstelle mit der Abnahme der Wärmeleitung des umgebenden Gases immer wächst, so daß man die Ausschläge eines empfindlichen Galvanometers als Maß für die Luftverdünnung nehmen kann. Jedoch lassen sich diese Verfahren, was Einfachheit und leichte Anpassungsfähigkeit an die verschiedensten Anforderungen der Empfindlichkeit und des Meßbereichs anbelangt, nicht mit den oben beschriebenen vergleichen.

Das Verfahren ist nebst einigen speziellen Anordnungen von der Firma SIEMENS & HALSKE zum Patent angemeldet worden.

Charlottenburg, im November 1906.

Bemerkung über die Konstante des Wienschen Verschiebungsgesetzes;
von Max Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 14. Dezember 1906.)
(Vgl. oben S. 685.)

Nach dem für die schwarze Strahlung ganz allgemein gültigen WIENschen Verschiebungsgesetz ist das Produkt derjenigen Wellenlänge, für welche die Intensität E_λ der monochromatischen Strahlung von der Wellenlänge λ ihr Maximum besitzt, und der entsprechenden absoluten Temperatur eine universelle Konstante:

$$\lambda_m T = b.$$

Der Zahlenwert dieser Konstanten b ist nach den direkten Messungen von O. LUMMER und E. PRINGSHEIM[1]) 2940 μ, nach denen von F. PASCHEN[2]) 2920 μ.

Andererseits läßt sich b theoretisch berechnen aus der Konstanten c_2 des für hinreichend kurze Wellen gültigen WIENschen Energieverteilungsgesetzes:

$$E_\lambda = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Aus dem von mir entwickelten allgemeinen Energieverteilungsgesetz folgt nämlich[3]):

$$b = \frac{c_2}{\beta},$$

wobei β die Wurzel der transzendenten Gleichung

$$e^{-\beta} + \frac{\beta}{5} = 1$$

bedeutet, nämlich:

$$\beta = 4{,}9651.$$

---

[1]) O. LUMMER und E. PRINGSHEIM, Verh. D. Phys. Ges. 1, 218, 1899.
[2]) F. PASCHEN, Ann. d. Phys. (4) 6, 657, 1901.
[3]) M. PLANCK, Vorlesungen über Wärmestrahlung, S. 161, 1906.

Nun haben neuerdings L. HOLBORN und S. VALENTINER[1]) mittels der Verwirklichung der Skala des Stickstoffthermometers bis hinauf zu 1600° C die Konstante c_2 gemessen zu:

$$c_2 = 14\,200\,\mu.$$

Daraus folgt nach der Theorie:

$$b = \frac{14\,200}{4{,}9651} = 2860\,\mu.$$

Da dieser Wert nicht unbeträchtlich kleiner ist als die oben angegebenen, so scheint mir die Abweichung einer besonderen Bemerkung wert. Bedenkt man, daß eine exakte Messung von λ_m verhältnismäßig schwierig ist, so dürfte die Möglichkeit dafür einstweilen noch nicht abzuweisen sein, daß die aus der Theorie gefolgerte Beziehung sich schließlich doch bestätigen wird.

[1]) L. HOLBORN und S. VALENTINER, Sitzungsber. d. kgl. preuß. Akad. d. Wiss. v. 8. Nov. 1906, S. 815.

Bemerkung zu meiner Arbeit: „Über die Emanation des Phosphors"; von G. C. Schmidt.

In § 6 meiner Arbeit über die Emanation des Phosphors[1]) habe ich eine Reihe von Versuchen beschrieben, bei denen durch Tropfenlassen von Wasser auf Phosphorsäureanhydrid ein Nebel sich bildete, welcher die Luft zu einem Leiter machte. Ich habe diese Versuche jetzt mit mehreren anderen Präparaten von MERCK und KAHLBAUM wiederholt und zu meiner größten Überraschung kaum eine Leitfähigkeit erhalten. Ich vermag augenblicklich den Grund für das verschiedene Verhalten der verschiedenen Präparate nicht anzugeben. Solange ich aber den Grund noch nicht ermittelt habe, kann ich die aus den betreffenden Versuchen abgeleiteten Resultate nicht aufrecht erhalten und ich ziehe daher den ganzen Paragraphen vorläufig zurück. Da derselbe mit die Hauptgründe für meine Auffassung des Vorganges bei der Phosphoremanation enthält, so verhehle ich mir nicht, daß damit auch die Grundlage für meine Theorie schwankend geworden ist. Ich hoffe baldigst darauf zurückzukommen.

Königsberg i. Pr., 24. Dezember 1906.

[1]) Diese Verhandlungen S. 640.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1906 verlor die Gesellschaft durch den Tod:
Prof. Dr. L. BOLTZMANN, Prof. Dr. P. DRUDE, Dr. R. SCHELSKE.
Am Ende des Jahres 1906 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. ALTSCHUL, Wilmersdorf, Holsteinischestraße 35.
2. „ Dr. R. APT *), NW. 52, Lüneburgerstraße 25.
3. „ F. S. ARCHENHOLD, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
4. „ cand. phil. MAX ARNDT, S. 59, Urbanstraße 26.
5. „ Prof. Dr. H. ARON, W. 15, Kaiserallee 19/20.
6. „ Dr. L. ARONS, NW. 23, Brückenallee 3.
7. „ Prof. Dr. E. ASCHKINASS, W. 50, Achenbachstraße 2.
8. „ Dr. OTTO v. BAEYER, W. 50, Spichernstraße 19.
9. „ O. BASCHIN, W. 15, Pariserstraße 14 a.
10. „ Ingenieur HEINZ BAUER, Friedenau, Ringstraße 20.
11. „ Dr. W. BEIN, W. 15, Emserstraße 25.
12. „ Dr. G. BENISCHKE, Pankow, Kavalierstraße 9.
13. „ Prof. A. BERBERICH, SW. 68, Lindenstraße 91.
14. „ Dr. A. BERLINER, W. 35, Lützowstraße 63.
15. „ Prof. Dr. W. v. BEZOLD, W. 35, Lützowstraße 72.
16. „ W. BIEGON v. CZUDNOCHOWSKI, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 7.
17. „ Prof. Dr. E. BLASIUS, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 96.
18. „ Oberlehrer A. BLÜMEL, SO. 16, Melchiorstraße 22.
19. „ H. BOAS, O. 27, Krautstraße 52.
20. „ Dr. GÜNTHER BODE, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
21. „ Prof. Dr. R. BÖRNSTEIN, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.
22. „ Prof. Dr. H. BÖTTGER, NW. 23, Lessingstraße 10.
23. „ Prof. Dr. H. DU BOIS, NW. 40, Herwarthstraße 4.
24. „ A. DU BOIS-REYMOND, SW. 13, Alexandrinenstraße 137.
25. „ Dr. E. BOLLÉ, NW. 6, Hannoverschestraße 13.
26. „ Dr. F. BREMER, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
27. „ Reg.-Rat Dr. W. BRIX, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

28. Herr Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Hubertusallee 15.
29. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 54.
30. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
31. „ Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 43.
32. „ Prof. Dr. Cranz, Charlottenburg 2, Bismarckstraße 12.
33. „ Dr. A. Denizot, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 7.
34. „ Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg 2, Marchstraße 25a.
35. „ Dr. B. Donath, Charlottenburg 4, Stuttgarterplatz 16.
36. „ Dr. A. Ebeling, W. 50, Regensburgerstraße 3.
37. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 15.
38. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
39. „ Dr. C. Färber, S. 59, Freiligrathstraße 4.
40. „ cand. rer. nat. G. Falckenberg, Groß-Lichterfelde 3, Karlstraße 91.
41. „ Dr. Felgenträger, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 27/28.
42. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80a.
43. „ Dr. H. W. Fischer, NW. 23, Brückenallee 35.
44. „ Dr. K. Forch, Groß-Lichterfelde, Manteuffelstraße 5a.
45. „ James Franck, SO. 33, Köpenickerstraße 183.
46. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, SW. 29, Gneisenaustraße 30.
47. „ Dr. A. Franke, Halensee, Westfälischestraße 59.
48. „ Dr. F. Frankenhäuser, W. 50, Regensburgerstraße 33.
49. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Brehmestraße 56.
50. „ Dr. G. A. Freund, NW. 7, Unter den Linden 69.
51. „ Dr. Hermann Fricke, Charlottenburg 5, Windscheidstraße 21.
52. Frl. Louise Friedburg, Wilmersdorf, Motzstraße 37.
53. Herr Dr. Joh. Friedel, Charlottenburg 2, Pestalozzistraße 5.
54. „ Dr. O. Frölich, W. 15, Fasanenstraße 48.
55. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
56. „ Georg Gehlhoff, N. 24, Linienstraße 125.
57. „ Dr. E. Gehrcke, S. 53, Gneisenaustraße 55.
58. „ Dr. H. Gerstmann, Wilmersdorf, Pfalzburgerstraße 28.
59. „ Dr. Bruno Glatzel, SW. 29, Gneisenaustraße 4.
60. „ Dr. A. Gleichen, S. 59, Freiligrathstraße 13.
61. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.
62. „ Dr. A. Gradenwitz, W. 35, Körnerstraße 25.
63. „ Oberlehrer Willy Greinert, Weißensee, Pistoriusstraße 147.
64. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
65. „ Prof. Dr. L. Grunmach, W. 62, Bayreutherstraße 9.
66. „ Oberlehrer Dr. R. Güntsche, W. 30, Hohenstaufenstraße 7.
67. „ Prof. Dr. P. Güssfeldt, NW. 40, Beethovenstraße 1.
68. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 71.
69. „ W. Haensch, S. 14, Prinzenstraße 71.
70. „ Prof. Dr. E. Haentzschel, W. 30, Gleditschstraße 43.
71. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
72. „ Prof. H. Hahn, Grunewald, Dachsberg 13.
73. „ Dr. O. Hauser, W. 30, Goltzstraße 20.
74. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Kaiser Friedrichstraße 67.
75. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 10, Margarethenstraße 2/3.

76. Herr Dr. Fr. Henning, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
77. „ Karl Herrmann, W. 10, Friedrich-Wilhelmstraße 3.
78. „ Dr. W. Heuse, Charlottenburg 2, Guerickestraße 29.
79. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 30, Zietenstraße 3.
80. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Kunz Buntschuhstraße 16.
81. „ Dr. vom Hofe, Groß-Lichterfelde 1, Ringstraße 10.
82. „ Prof. Dr. J. H. van 't Hoff, W. 15, Lietzenburgerstraße 54.
83. „ Dr. Fr. Hoffmann, W. 50, Passauerstraße 23.
84. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 15.
85. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
86. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
87. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg 5, Kantstraße 76.
88. „ cand. phil. Erich Hupka, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 35.
89. „ Dr. Erich F. Huth, Charlottenburg 2, Schillerstraße 7.
90. „ Dr. M. Iklé, Wilmersdorf, Uhlandstraße 106.
91. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Handjerystraße 90.
92. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Ludwigskirchstraße 6.
93. „ Oberlehrer P. Johannesson, N. 58, Schönhauserallee 134.
94. „ Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
95. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
96. „ Dr. Franz Kiebitz, Halensee, Kronprinzendamm 1.
97. „ Dr. Willy Kiesewetter, Südende, Lichterfelderstraße 37.
98. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
99. „ O. Kiewel, W. 56, Schinkelplatz 6.
100. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 40.
101. „ Dr. A. Koepsel, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 55.
102. „ Prof. Dr. F. Kötter, S. 14, Annenstraße 1.
103. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesischestraße 18.
104. „ Prof. Dr. G. Krech, W. 50, Ansbacherstraße 44/45.
105. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW. 52, Spenerstraße 34.
106. „ Dr. H. Kreusler, Wilmersdorf, Ringbahnstraße 20.
107. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
108. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W. 15, Meinekestraße 5.
109. „ Dr. Erich Ladenburg, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 30.
110. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
111. „ Prof. Dr. H. Landolt, W. 15, Kaiserallee 222.
112. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 2, Schillerstraße 119.
113. „ Dr. Max Laue, W. 15, Pariserstraße 47.
114. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde, Dahlemerstraße 89.
115. „ Dr. G. Leithäuser, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
116. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
117. „ Dr. A. Lessing, W. 35, Potsdamerstraße 122a.
118. „ Dr. L. Levy, W. 35, Steglitzerstraße 85.
119. „ Oberlehrer L. Lewent, W. 30, Motzstraße 87.
120. „ Dr. C. Liebenow, Wilmersdorf, Nassauischestraße 3.
121. „ Prof. Dr. O. Liebreich, NW. 7, Neustädtische Kirchstraße 9.
122. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 53.
123. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Cauerstraße 31.

124. Herr Prof. Dr. E. Loew, SW. 47, Großbeerenstraße 67.
125. „ Dr. K. Luyken, Halensee, Ringbahnstraße 121.
126. „ cand. phil. Karl Markan, Grunewald, Margarethenstraße 1.
127. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 23, Claudiusstraße 4.
128. „ Dr. O. Martienssen, W. 50, Würzburgerstraße 21.
129. „ Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
130. „ Dr. Edgar Meyer, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
131. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
132. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, W. 62, Kalkreuthstraße 15.
133. „ Dr. M. W. Meyer.
134. „ Prof. Dr. Michaelis, W. 57, Kurfürstenstraße 14.
135. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1 b.
136. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W. 62, Kleiststraße 15.
137. „ Prof. Dr. Miethe, Charlottenburg 4, Kantstraße 42.
138. „ Prof. Dr. H. Munk, W. 10, Matthäikirchstraße 4.
139. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
140. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
141. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26 a.
142. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 8/12.
143. „ Prof. Dr. A. Paalzow, W. 66, Wilhelmstraße 50.
144. „ Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
145. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollernplatz 1.
146. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
147. „ Robert Pohl, NW. 52, Paulstraße 22.
148. „ Prof. Dr. F. Poske, Friedenau, Hauffstraße 2.
149. „ Oberlehrer Dr. O. Pund, Charlottenburg 1, Schloßstraße 61.
150. „ Dr. Walther Radeboldt, W. 50, Pragerstraße 6.
151. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
152. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Friedenau, Ringstraße 5.
153. „ Dr. Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg, W. 8, Französischestraße 21.
154. „ Fritz Reiche, W. 10, Bendlerstraße 35.
155. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg 2, Goethestraße 9.
156. „ Dr. O. Reichenheim, W. 15, Kurfürstendamm 26 a.
157. „ Dr. E. Richter, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 90.
158. „ Dr. H. Rohrbeck, Halensee, Auguste Viktoriastraße 1.
159. „ Prof. Dr. O. Rosenbach, W. 10, Victoriastraße 20.
160. „ Bergrat von Rosenberg-Lipinsky, Wilmersdorf, Prager Platz 3.
161. „ Prof. Dr. H. Rubens, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
162. „ Dr. Schafheitlin, W. 15, Schaperstraße 17.
163. „ Prof. Dr. Karl Scheel, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
164. „ Dr. E. Schenck, Charlottenburg 2, Schillerstraße 115.
165. „ Ingenieur Gerhard Schendell, SW. 47, Möckernstraße 104 a.
166. „ Dr. H. Schering, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
167. „ Prof. M. Schlegel, W. 9, Bellevuestraße 15.
168. „ Reg.-Rat Dr. Erich Schmidt, W. 15, Kurfürstendamm 58.
169. „ cand. phil. Hans Schmidt, Steglitz, Rothenburgstraße 25
170. „ Oberlehrer Heinrich Schmidt, Schöneberg, Luitpoldstraße 6.

171. Herr Dr. O. Schönrock, NW. 37, Jagowstraße 10.
172. „ Prof. Dr. P. Scholz, Steglitz, Fichtestraße 34.
173. „ Dr. R. Scholz, Charlottenburg 1, Luisenplatz 3.
174. „ Dr. H. Schultze, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
175. „ Dr. G. Schwalbe, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 13.
176. „ Frhr. v. Seherr-Thoss, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
177. „ Dr. Georg Seibt, NO. 55, Braunsbergerstraße 23.
178. „ Prof. Dr. G. Sieben, Groß-Lichterfelde 3, Sternstraße 9.
179. „ Prof. Dr. A. Siebert, Groß-Lichterfelde 3, Bellevuestraße 30.
180. „ Geh. Reg.-Rat Wilh. v. Siemens, SW. 11, Askanischer Platz 3.
181. „ Dr. S. Simon, Charlottenburg 5, Windscheidstraße 21.
182. „ Prof. Dr. W. Sklarek, W. 62, Landgrafenstraße 7.
183. „ Prof. Dr. A. Slaby, Charlottenburg 2, Sophienstraße 4.
184. „ Theodor Sonnenschein, NW. 23, Claudiusstraße 15.
185. „ Dr. W. Starck, S. 53, Bärwaldstraße 41.
186. „ Dr. H. v. Steinwehr, Friedenau, Kaiserallee 83.
187. „ Prof. Dr. K. Strecker, W. 62, Keithstraße 20.
188. „ Prof. Dr. P. Szymanski, SW. 29, Gneisenaustraße 9.
189. „ Prof. Dr. R. Süring, Wilmersdorf, Naussauischestraße 3.
190. „ Joh. Theel, NW. 52, Kirchstraße 4.
191. „ Prof. Dr. M. Thiesen, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
192. „ Prof. Dr. I. Traube, Charlottenburg 1, Tegeler Weg 108.
193. Frl. stud. rer. nat. Gertrud v. Ubisch, Groß-Lichterfelde 1, Ritterstr. 5.
194. Herr Prof. Dr. R. Wachsmuth, Grunewald, Trabenerstraße 21.
195. „ Prof. Dr. E. Warburg, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
196. „ Reg.-Rat Dr. C. L. Weber, Groß-Lichterfelde-West, Fontanestraße.
197. „ Prof. Dr. W. Wedding, Groß-Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
198. „ Dr. Moritz Weerth, W. 50, Geisbergstraße 11.
199. „ Prof. Dr. A. Wehnelt, Friedenau, Niedstraße 16.
200. „ Dr. Franz Weidert, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 11.
201. „ Prof. Dr. B. Weinstein, Charlottenburg 2, Kantstraße 148.
202. „ Dr. K. von Wesendonk, NW. 7, Reichstagsufer 10.
203. „ Ingenieur J. H. West, W. 35, Am Karlsbad 21.
204. „ stud. rer. nat. Wilhelm H. Westphal, Charlottenburg 4, Kantstraße 46.
205. „ Prof. Dr. H. F. Wiebe, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 10.
206. „ Prof. Dr. J. Winzer, Groß-Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
207. „ Prof. Dr. W. Wolff, W. 15, Fasanenstraße 61.
208. „ Prof. Dr. R. Wurtzel, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1.
209. „ Dr. H. Zahn, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
210. „ Prof. Dr. L. Zehnder, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
211. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

212. Herr Prof. Dr. R. Abegg, Breslau, Landsbergstraße 4.
213. „ Dr. M. Abraham, Göttingen, Bürgerstraße 29.
214. „ A. Ackermann-Teubner, Leipzig, Poststraße 3.

215. Herr Reallehrer Dr. Heinrich Alt, z. Z. am Deutsch. Museum f. Meisterwerke, München-Solln 47.
216. „ Prof. Dr. K. Ångström, Upsala.
217. „ Prof. Dr. R. Assmann, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeronaut. Observ.
218. „ Prof. Dr. F. Auerbach, Jena.
219. „ Frhr. Dr. Otto von und zu Aufsess, München, Türkenstraße 24.
220. „ Prof. Dr. L. Austin, Washington, National Bureau of Standards.
221. „ Dr. U. Behn, Manchester, Physical Laboratory, Victoria University.
222. „ Dr. O. Berg, Greifswald, Roßmarkt 8.
223. „ Dr. G. Berndt, Cöthen (Anhalt), Leopoldstraße 88.
224. „ Dr. A. L. Bernoulli, Aachen, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.
225. „ Dr. R. Bernoulli, Cöln, Spichernstraße 50.
226. „ Dr. G. Berthold, Ronsdorf.
227. „ Dr. Victor Biernacki, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn.
228. „ Prof. Dr. E. Bose, Oliva bei Danzig, Georgstraße 22.
229. „ Prof. Dr. F. Braun, Straßburg i. E., Physik. Institut.
230. „ Dr. C. Brodmann, Karlsruhe, Technische Hochschule.
231. „ Dr. W. Brückmann, Potsdam, Meteorol.-Magn. Obs.
232. „ Prof. Dr. H. Bruns, Leipzig, Sternwarte.
233. „ Prof. Dr. F. Burckhardt, Basel, Elisabethstraße 30.
234. „ Dr. Paul Cermak, Prag II, 1594, Physik. Institut.
235. „ Exzellenz Prof. Dr. O. Chwolson, St. Petersburg, Universität.
236. „ Prof. Dr. A. Coehn, Göttingen, Herzberger Chaussee 35.
237. „ Prof. Dr. E. Cohn, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
238. „ Prof. Dr. Max Cremer, München, Uhlandstraße 5.
239. „ Prof. Dr. S. Czapski, Jena.
240. „ Dr. A. Dahms, Leipzig, Kaiser Wilhelmstraße 26c.
241. „ Dr. A. Day, Washington (U. S. A.), Geological Survey.
242. „ Dr. R. Defregger, München, Königinstraße 43.
243. „ Prof. Dr. B. Dessau, Perugia, Universität.
244. „ Chefingenieur Friedrich Dessauer, Aschaffenburg, Elektrotechn. Laboratorium.
245. „ Prof. Dr. C. Dieterici, Rostock, Kaiser Wilhelmstraße 30.
246. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Göttingen, Bürgerstraße 50.
247. „ Prof. Dr. E. Dorn, Halle a. S., Paradeplatz 7.
248. „ Prof. Dr. Drecker, Aachen, Lousbergstraße 26.
249. „ Prof. Henry Dufour, Lausanne, Universität.
250. „ Prof. Dr. H. Ebert, München, Techn. Hochschule.
251. „ Dr. Joh. Ehlers, Jena, Erfurterstraße 4.
252. „ Prof. Dr. J. Elster, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
253. „ Dr. R. Emden, München, Gabelsbergerstraße 77.
254. „ Dr. Paul Ewers, München-Laim, Agnes Bernauerstraße 12.
255. „ Prof. Dr. Karl T. Fischer, München-Solln, Albrecht Dürerstraße 1.
256. „ Dr. J. Friedländer, Neapel-Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
257. „ Prof. Dr. C. Fromme, Gießen.
258. „ Prof. Dr. J. Gad, Prag.
259. „ Dr. H. Gädeke, München, Leopoldtstraße 54.
260. „ Prof. Dr. A. Galle, Potsdam, Behlertstraße 36.

261. Herr Prof. Dr. H. Geitel, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
262. „ Prof. Dr. Josef Ritter von Geitler, Czernowitz, Physik. Institut der Universität.
263. „ Prof. Dr. D. Goldhammer, Kasan, Universität.
264. „ Prof. Dr. L. Graetz, München, Friedrichstraße 26.
265. „ Prof. E. Grimsehl, Hamburg, Immenhof 13.
266. „ Prof. Dr. O. Grotrian, Aachen, Theresienstraße 13.
267. „ Prof. Dr. G. Gruss, Smichow bei Prag, Schwedischegasse 7.
268. „ Prof. Dr. S. Günther, München, Akademiestraße 5.
269. „ Dr. S. Guggenheimer, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
270. „ Prof. Dr. K. E. Guthe, Jowa City, Jowa (U. S. A.).
271. „ Realgymnasialdirektor L. Hacker, Brandenburg a. H.
272. „ Prof. Dr. Aug. Hagenbach, Basel, Missionsstraße 18.
273. „ Prof. Dr. E. Hagenbach-Bischoff, Basel, Missionsstraße 20.
274. „ Prof. Dr. W. Hallwachs, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
275. „ Prof. Dr. Hermann Hammerl, Innsbruck, Müllerstraße 28.
276. „ Prof. Dr. Hartmann, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
277. „ Dr. H. Hauswaldt, Magdeburg-Neustadt.
278. „ Dr. Hecker, Potsdam, Geodät. Institut.
279. „ Dr. Paul Hertz, Hamburg, Rothenbaum-Chaussee 162.
280. „ Prof. Dr. A. Heydweiller, Münster i. W., Physik. Institut.
281. „ Prof. Dr. F. Himstedt, Freiburg i. B., Goethestraße 8.
282. „ Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
283. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
284. „ Heinrich Hörig, Leipzig, Kochstraße 62.
285. „ Dr. Christ. von Hofe, Jena, Erfurterstraße 4.
286. „ Dr. M. W. Hoffmann, Potsdam, Neue Königstraße 47.
287. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
288. „ Prof. Dr. Alfred Kalähne, Danzig-Langfuhr, Steffensweg 7.
289. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Bonn, Physik. Institut.
290. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn, Humboldtstraße 2.
291. „ Dr. H. Kellner, p. A. Bausch and Lomb, Opt. Co. Rochester (N.-Y., U. S. A.).
292. „ Prof. Dr. L. v. Klecki, Krakau, Karmelickastraße 44.
293. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 3.
294. „ Prof. Dr. O. Knoblauch, München, Haydnstraße 8.
295. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstraße, Villa Koch.
296. „ Prof. Dr. W. König, Gießen, Löberstraße 23.
297. „ Dr. J. Königsberger, Freiburg i. B., Stadtstraße 20.
298. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Marburg a. L.
299. „ Dr. Fritz Kohlrausch, Rostock, Koßfelderstraße 29.
300. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Nienburgerstraße 8.
301. „ Prof. Dr. H. Konen, Münster i. W.
302. „ Dr. A. Korn, München, Hohenzollernstraße 1a.
303. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstraße 54.
304. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
305. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.

306. Herr Prof. Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.
307. „ Dr. Rudolf Ladenburg, Cambridge, 1 Park Parade.
308. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien IX, Türkenstraße 3.
309. „ Prof. Dr. E. Lecher, Prag II, 1594, Physik. Institut.
310. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
311. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 17.
312. „ Dr. J. E. Lilienfeld, Leipzig, Robert Schumannstraße 2.
313. „ Prof. Dr. C. Linde, München, Prinz Ludwigshöhe 44.
314. „ Oberlehrer Dr. A. Lindemann, Hamburg, Uhlenhorsterweg 2.
315. „ Dr. Fr. Linke, Observator des Samoa Observat., Apia.
316. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leiden.
317. „ Prof. Dr. Lüdeling, Potsdam, Meteor. Observatorium.
318. „ Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppelstraße 1.
319. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
320. „ Dr. A. Mahlke, Dresden-A, Klingenbergerstraße 19.
321. „ Dr. E. Marx, Leipzig, Hohenzollernstraße 10.
322. „ Werner Mecklenburg, Jena, Chem. Institut.
323. „ A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchh., Leipzig, Roßplatz 17.
324. „ Dr. G. Melander, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.
325. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Baselerstraße 19.
326. „ Prof. Dr. O. E. Meyer, Breslau, Tiergartenstraße 24.
327. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 30.
328. „ Dr. James Moser, Wien VIII/1, Laudongasse 25.
329. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Universität.
330. „ Dr. E. Müller, Heidelberg, Schulgasse 2.
331. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.
332. „ Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
333. „ Dr. P. Nordmeyer, Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule.
334. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
335. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Leipzig, Linnéstraße 3.
336. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz, Halbarthgasse 1.
337. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
338. „ Prof. Dr. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
339. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 64.
340. „ E. Prümm, Braunschweig, Riedestraße 14.
341. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Upsalagade 18.
342. „ Dr. C. Pulfrich, Jena.
343. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Hauptstraße 47.
344. „ Prof. Dr. G. Recknagel, Augsburg.
345. „ Dr. E. Regener, Potsdam, Margarethenstraße 2.
346. „ Dr. R. Reiger, Erlangen, Physik. Institut.
347. „ Dr. M. Reinganum, Freiburg i. B., Schloßbergstraße 28.
348. „ Dr. L. Rellstab, Hannover, Blumenhagenstraße 13.
349. „ Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.
350. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg a. L.
351. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
352. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München, Äußere Prinzregentenstraße 1.
353. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Wagnergasse 11.

354. Herr Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
355. „ Prof. Dr. R. Rühlmann, Döbeln i. Sachsen, Kgl. Real-Gymnasium.
356. „ Prof. Dr. C. Runge, Göttingen, Universität.
357. „ Leo Santifaller, Bozen, Tirol, Lauben 45.
358. „ Dr. K. Schaum, Marburg a. L., Frankfurterstraße 22.
359. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
360. „ Dr. R. Schenck, Marburg a. L., Universitätsstraße.
361. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt, Saalbaustraße 85.
362. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
363. „ Prof. Dr. Gerhard Schmidt, Königsberg i. Pr., Physik. Kabinett, Steindamm 6.
364. „ Dr. Willy Schmidt, Gießen, Goethestraße 21.
365. „ Prof. Dr. Schubert, Eberswalde, Forstakademie.
366. „ Dr. W. Schuler, Hannover, Gabelsbergerstraße 7.
367. „ Dr. F. A. Schulze, Marburg a. L., Steinweg 31/32.
368. „ Dr. Max Seddig, Marburg a. L., Renthofstraße 28.
369. „ Dr. H. Siedentopf, Jena, Kalaischestraße 2.
370. „ Prof. Dr. P. Silow, Kiew, Rußland.
371. „ Prof. Dr. H. Th. Simon, Göttingen.
372. „ Prof. Dr. Sommerfeld, München.
373. „ Prof. Dr. P. Spies, Posen, Neue Gartenstraße 5.
374. „ Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
375. „ Dr. Joh. Stark, Göttingen, Am weißen Stein 7.
376. „ Prof. Dr. H. Starke, Greifswald, Gutzkowstraße 33.
377. „ Dr. O. Steffens, Hamburg, Enkeplatz 4.
378. „ Prof. Dr. K. Stöckl, Passau, Kirchplatz 49.
379. „ Dr. B. Strasser, Danzig-Langfuhr, Johannistal 23.
380. „ Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstraße 2.
381. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
382. „ Dr. Emil Take, Düsseldorf, Florastraße 70.
383. „ B. Tepelmann, Braunschweig, Adolfstraße 19.
384. „ S. Tereschin, Petersburg, Nicolajewskaya 40.
385. „ Prof. Dr. Thöldte, Dessau.
386. „ Prof. Dr. M. Toepler, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
387. „ L. B. Tuckermann, Physical Dept. University of Nebraska, Lincoln, Nebraska (U. S. A.).
388. „ Prof. Dr. W. von Uljanin, Kasan.
389. „ Dr. Usener, Kiel, Muhliusstraße 5.
390. „ Prof. Dr. Henri Veillon, Basel, Eulerstraße 27.
391. „ Prof. Dr. H. C. Vogel, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
392. „ Prof. Dr. W. Voigt, Göttingen.
393. „ Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg i. Pr.-Mittelhufen, Hermannallee 14.
394. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
395. „ Prof. Vykruta, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
396. „ Dr. J. Wallot, Freiburg i. B., Goethestraße 58.
397. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
398. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Spielmannstraße 21.

399. Herr Prof. Dr. H. F. WEBER, Zürich, Techn. Hochschule.
400. „ Prof. Dr. L. WEBER, Kiel, Physik. Institut.
401. „ Dr. RUDOLF H. WEBER, Heidelberg, Nauenheimer-Brückenstraße 30.
402. „ Prof. Dr. E. WIECHERT, Göttingen.
403. „ Prof. Dr. E. WIEDEMANN, Erlangen.
404. „ Prof. Dr. M. WIEN, Langfuhr bei Danzig, Johannisberg 18.
405. „ Prof. Dr. W. WIEN, Würzburg, Pleicherring 8.
406. „ Prof. Dr. O. WIENER, Leipzig, Thalstraße 35.
407. „ Prof. Dr. J. WILSING, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.
408. „ Prof. Dr. A. WINKELMANN, Jena.
409. „ Prof. Dr. A. WÜLLNER, Aachen, Techn. Hochschule.
410. „ CARL ZEISS, Optische Werkstatt, Jena.
411. „ Dr. W. ZIEGLER, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
412. „ Dr. R. ZSIGMONDY, Jena, Jahnstraße 15.
413. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat RÖNTGEN, München, Universität).
414. Das Phys. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.
415. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden-A.
416. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.
417. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums, Cöthen (Anhalt).

Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 8 (1906)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*).

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.

Z.

☛ Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig**, betr. 1. ***Karrass*, Telegraphen- und Fernsprech-Technik. No. 1.** — 2. ***Wiedemann*** und ***Ebert*, Physikalisches Praktikum.** — 3. ***Weisbach*, Lehrbuch der Ingenieur- und Maschinen-Mechanik.**




04
LDPE


CoLibri

